

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ**  
**DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**BRUNO ALVES FIGUEROA TURINI**

**AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO COEFICIENTE DE  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR SUSPENSÃO-PAREDE EM REGIME  
DE LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE MONITORADO PELO  
MÉTODO DA FREQUÊNCIA CENTRAL GAUSSIANA**

**DISSERTAÇÃO**

**PONTA GROSSA**

**2017**

**BRUNO ALVES FIGUEROA TURINI**

**AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO COEFICIENTE DE  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR SUSPENSÃO-PAREDE EM REGIME  
DE LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE MONITORADO PELO  
MÉTODO DA FREQUÊNCIA CENTRAL GAUSSIANA**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica, do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Área de concentração: Térmica e Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Jhon Jairo Ramírez Behainne

Co-orientadora: Profa. Dra. Maria Regina Parise

**PONTA GROSSA**

**2017**

Ficha catalográfica elaborada pelo Departamento de Biblioteca  
da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Campus Ponta Grossa  
n.52/17

T938 Turini, Bruno Alves Figueroa

Avaliação experimental do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede em regime de leito fluidizado borbulhante monitorado pelo método da frequência central gaussiana. / Bruno Alves Figueroa Turini. 2017.

131 f.: il.; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Jhon Jairo Ramírez Behainne

Coorientadora: Profa. Dra. Maria Regina Parise

Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Ponta Grossa, 2017.

1. Fluidização. 2. Meios de transferência de calor. 3. Permutadores térmicos. 4. Pressão. I. Behainne, Jhon Jairo Ramírez. II. Parise, Maria Regina. III. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. IV. Título.

CDD 620.1

## **FOLHA DE APROVAÇÃO**

Título de Dissertação Nº **16/2017**

### **AVALIAÇÃO EXPERIMENTAL DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR SUSPENSÃO-PAREDE EM REGIME DE LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE MONITORADO PELO MÉTODO DA FREQUÊNCIA CENTRAL GAUSSIANA**

Por

**Bruno Alves Figueroa Turini**

Esta dissertação foi apresentada às **8 horas de 23 de agosto de 2017**, na sala da **DIRPPG**, como requisito parcial para a obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA, com Área de Concentração em Térmica e Fluidos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. O candidato foi arguido pela Banca Examinadora, composta pelos professores abaixo assinados. Após deliberação, a Banca Examinadora considerou o trabalho **APROVADO**.

---

**Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Katia Tannous (FEQ/UNICAMP)**

---

**Prof. Dr. Juan Daniel Martínez Ángel (GIA/UPB)**

---

**Prof. Dr. Luiz Eduardo Melo Lima (UTFPR)**

---

**Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne  
(UTFPR)**

*Orientador e Presidente da Banca*



Visto do Coordenador:

---

**Prof. Dr. Anderson Geraldo Marena Pukasiewicz**  
Coordenador do PPGEM  
UTFPR – Câmpus Ponta Grossa

Dedico este trabalho aos meus pais, à  
minha irmã, à minha namorada e a todos  
meus cativos que sempre me apoiaram e  
estiveram ao meu lado nos momentos de  
maior turbulência.

## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente, quero agradecer a Deus pela luz concedida a mim na consecução deste presente trabalho, e por todos os momentos nos quais recorri a Ele, para que eu pudesse perseverar sempre com otimismo e paixão o que fiz, faço e farei.

Ao Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez-Behainne, meu orientador e meu espelho, expresso minha enorme gratidão pela parceria, amizade, presteza, clareza nas ideias, franqueza, disciplinaridade, honestidade, pelas sábias palavras que, sem dúvidas, contribuíram de maneira decisiva para o prosseguimento deste trabalho.

À Profa. Dra. Maria Regina Parise, minha co-orientadora, agradeço pela cessão do laboratório para execução dos ensaios experimentais, pelo auxílio na caracterização fluidodinâmica dos testes deste trabalho, pela amizade e pelas palavras de confiança.

Quero deixar o meu agradecimento à Flavia Tramontin Silveira Schaffka, amiga e parceira de laboratório, pelos momentos vividos durante as calibrações dos equipamentos e os ensaios experimentais.

Sou imensamente grato ao Prof. Me. Frederic Conrad Janzen pelo auxílio na calibração dos equipamentos, na programação em LabVIEW®, e contribuição à cerca da instalação do sistema de aquisição de dados.

Agradeço ao Arcízio da AAZ – Materiais para Automação, pelo fornecimento de termorresistências, relês, resistores, controladores e indicadores de temperatura.

Ao Jober, Selma e todos seus colaboradores da Multiman Indústria e Comércio de Máquinas Ltda, agradeço pela confecção e instalação do equipamento projetado no laboratório, local de trabalho.

Minha gratidão ao laboratorista Luciano Tozzeto pelo suprimento de água destilada para suprimento dos manômetros de teste.

Agradeço também ao Prof. Dr. Cesar Arthur Martins Chornobai pela contribuição e solicitude no laboratório, além da confiança depositada em minha pessoa.

Quero expressar a minha gratidão também à Profa. Dra. Priscilla dos Santos Gaschi Leite pela presteza em ajudar no andamento dos experimentos.

Meu agradecimento ao Prof. Dr. Ivanir Luiz de Oliveira e à GR Extração de Areia e Transportes Rodoviários pela cessão da areia utilizada nos ensaios.

Agradeço à Mestre em Engenharia Mecânica Camila Almeida Martins pelo auxílio durante o curso.

Ao Prof. Dr. Thiago Antonini Alves, Chefe do Departamento Acadêmico de Mecânica da UTFPR-PG, ao Prof. Dr. Anderson Geraldo Marena Pukasiewicz, Coordenador do PPGEM-PG, e ao Secretário do PPGEM-PG, José Luis Schamne, pela presteza, solicitude e transparência nas palavras e atitudes.

E por fim, quero expressar também o meu enorme agradecimento pela companhia e pelos momentos vividos junto aos meus colegas de sala, Fernanda de Oliveira, Gabriel Nunes Maia Junior, Larissa Krambeck, Luciana Leite Silveira, Marcelo Adriano Fogiatto, Michel do Espirito Santo, Michel Nikolaos Stamoulis.

*Amicus Plato, amicus Socrates, sed  
præhonoranda veritas*  
(Martinho Lutero, 1515)

Sou amigo de Platão, amigo de Sócrates,  
mas mais honrada deve ser a verdade  
(Martinho Lutero, 1515)



## RESUMO

TURINI, Bruno Alves Figueroa. **Avaliação experimental do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede em leito fluidizado borbulhante monitorado pelo método da frequência central gaussiana.** 2017. 131 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Ponta Grossa, 2017.

Leitos fluidizados borbulhantes (LFBs) são bem conhecidos como sistemas eficientes para transferência de energia térmica em diversas aplicações industriais. Embora muitos trabalhos reportados na literatura tenham já relatado características do rendimento térmico de trocadores de calor gás-sólido em regime de LFB, evidencia-se pouca informação sobre o projeto destes sistemas voltados à sua avaliação experimental a partir do uso de técnicas de flutuações de pressão para o monitoramento do regime fluidodinâmico. Tendo em vista esta lacuna, o presente trabalho apresenta o procedimento para o dimensionamento de um trocador de calor tipo jaqueta inserido em uma coluna de leito fluidizado borbulhante construída em escala de laboratório, bem como a análise da avaliação experimental do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede do dispositivo durante o aquecimento de água. Como garantia da operação do sistema em regime de fluidização borbulhante, incluindo ainda a exploração de condições próximas à da mínima fluidização das partículas, aplica-se o método da frequência central gaussiana como ferramenta para a detecção da desfluidização a partir de medições de flutuações de pressão. Os dados experimentais foram analisados assumindo fluxo de calor uniforme (solução de segundo tipo) ou temperatura uniforme (solução de terceiro tipo) na parede interna da jaqueta d'água. Inicialmente, testes envolvendo vazões mássicas do líquido na faixa de  $1,83 \pm 0,01$  kg/h a  $4,46 \pm 0,02$  kg/h, foram realizados com velocidade de fluidização na razão  $u_o/u_{mf}$  igual a 4. Posteriormente, testes experimentais na vazão mássica fixa de água de  $3,62 \pm 0,01$  kg/h, foram realizados com partículas de diâmetro médio de Sauter de 194  $\mu$ m e 359  $\mu$ m e com ar de fluidização alimentado em razões  $u_o/u_{mf}$  de 0,5 a 4,0. Em todos os ensaios deste estudo, o regime de escoamento da água na região anular do trocador de calor foi caracterizado como laminar e termicamente em desenvolvimento. Os resultados apontaram uma variação no coeficiente de transferência de calor suspensão-parede na faixa de  $169,93 \pm 7,52$  W/m<sup>2</sup>K a  $353,28 \pm 29,78$  W/m<sup>2</sup>K para solução de segundo tipo, e de  $191,54 \pm 8,55$  W/m<sup>2</sup>K a  $468,43 \pm 39,27$  W/m<sup>2</sup>K para solução de terceiro tipo, ao utilizar temperaturas do leito de 50 °C e 70 °C. A análise dos dados obtidos confirma que o uso das partículas mais finas e temperaturas maiores do leito promovem o incremento no valor do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede. Adicionalmente, os resultados verificaram a presença de um valor máximo do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede na faixa de  $u_o/u_{mf}$  analisada.

**Palavras-chave:** Leito fluidizado borbulhante. Coeficiente de transferência de calor suspensão-parede. Trocador de calor tipo jaqueta. Frequência central gaussiana. Flutuações de pressão.

## ABSTRACT

TURINI, Bruno Alves Figueroa. **Experimental assessment of the wall-to-suspension heat transfer coefficient in bubbling fluidized bed monitored by central Gaussian frequency.** 2017. 131 f Dissertation (Master Degree in Mechanical Engineering - Federal Technology University - Paraná. Ponta Grossa, 2017.

Bubbling fluidized beds (BFBs) are well known as efficient systems for thermal energy transfer in several industrial applications. Although many works have already pointed out the performance features of gas-solid BFB heat exchangers, more data about the design and operation of these devices are needed when using pressure fluctuation techniques for the hydrodynamics control. Considering this gap, the procedure for the design of a jacket-type heat exchanger placed in a bench scale bubbling fluidized bed column and the experimental assessment of its bed-to-wall heat transfer coefficient under several operating conditions are presented here. As a guarantee for operating the system under a bubbling fluidization regime, as well as in conditions close to the minimum fluidization, the central Gaussian frequency method is applied. By using this method, it is possible to identify the defluidization phenomenon from pressure fluctuations measurements. The experimental information was analyzed assuming uniform heat flux (solution of second type) or uniform temperature (solution of third type) in the inner wall of the water jacket. Initial tests were performed at fluidization velocity  $u_o/u_{mf}$  ratio equal to 4, involving water mass flow rates in the range of  $1.83 \pm 0.01$  kg/h to  $4.46 \pm 0.02$  kg/h. Other experimental tests, this time involving water mass flow rate kept constant at  $3.62 \pm 0.01$  kg/h, were carried out with particles of 194 and 359  $\mu\text{m}$  in Sauter mean diameter and with fluidization air fed in  $u_o/u_{mf}$  ratios changing from 0.5 to 4.0. In all tests of this study, the water flow regime in the annular region of the heat exchanger was identified as laminar and thermally developing. Results indicated that the bed-to-wall heat transfer coefficient varies in the range of  $169.93 \pm 7.52$  W/m<sup>2</sup>K to  $353.28 \pm 29.78$  W/m<sup>2</sup>K for the second type solution and from  $191.54 \pm 8.55$  W/m<sup>2</sup>K to  $468.43 \pm 39.27$  W/m<sup>2</sup>K for the third type solution, when using bed temperatures of 50 °C and 70 °C. The analysis of these results confirms that by using the finer particle or the higher bed temperature, the value of the bed-to-wall heat transfer coefficient tends to increase. In addition, results suggested that a maximum value of the bed-to-wall heat transfer coefficient can be obtained in the range of  $u_o/u_{mf}$  ratio tested, which is in agree with previous works.

**Keywords:** Bubbling fluidized bed. Bed-to-wall heat transfer coefficient. Jacket type heat exchanger. Central Gaussian frequency. Pressure fluctuations.

## LISTA DE FIGURAS

<b>Figura 1</b> - Esquema de recuperador de calor para geração de vapor a partir de partículas de cinzas quentes .....	24
<b>Figura 2</b> - Tipos de leitos de contato gás-sólido .....	32
<b>Figura 3</b> – Características dinâmicas da mistura gás-sólido em regime de LFB .....	36
<b>Figura 4</b> – Mecanismos de transferência de calor em LFBs.....	47
<b>Figura 5</b> – Transferência de calor de um pacote de emulsão para uma superfície de transferência de calor: (a) para $dp$ grande e tempo de contato curto $\tau$ ; (b) para $dp$ pequeno e longo $\tau$ .....	47
<b>Figura 6</b> – Renovação de partícula na superfície de um LFB.....	48
<b>Figura 7</b> – Distância média entre a superfície da partícula e a parede do LFB .....	48
<b>Figura 8</b> - Esquema do sistema experimental .....	65
<b>Figura 9</b> - Esquema do trocador de calor tipo jaqueta.....	67

## LISTA DE FOTOGRAFIAS

<b>Fotografia 1</b> – Tubulação com resistor de 2500 W localizado no seu interior e próxima do <i>plenum</i> .....	66
<b>Fotografia 2</b> – Distribuidor do tipo placa perfurada com 13 orifícios de diâmetro igual a 2 mm .....	66
<b>Fotografia 3</b> – Trocador de calor encamisado em aço inoxidável 304 .....	67
<b>Fotografia 4</b> - Sistema experimental .....	68

## LISTA DE GRÁFICOS

<b>Gráfico 1</b> – Diagrama de classificação de partículas de Geldart segundo sua fluidodinâmica .....	29
<b>Gráfico 2</b> - Curva fluidodinâmica (relação da queda de pressão no leito com a velocidade superficial do fluido) .....	30
<b>Gráfico 3</b> – Dependência do coeficiente de transferência de calor com a velocidade superficial do gás em sistemas de fluidização de fase densa .....	49
<b>Gráfico 4</b> – Razão da espessura efetiva do filme de gás em um ponto de contato pelo diâmetro de partícula: $\phi_b$ para o contato entre partículas adjacentes, $\phi_w$ para o contato entre partícula e superfície .....	61
<b>Gráfico 5</b> – Número de operações por tamanho de amostra para DFT e FFT .....	70
<b>Gráfico 6</b> - Comportamento da frequência central em função da ordem do filtro (Areia – $d_p = 180 \mu\text{m}$ , $L_{mf} = 15 \text{ cm}$ ).....	73
<b>Gráfico 7</b> – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de $d_p = 194 \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $50 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	82
<b>Gráfico 8</b> – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de $d_p = 194 \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $70 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	82
<b>Gráfico 9</b> – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de $d_p = 359 \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $50 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	83
<b>Gráfico 10</b> – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de $d_p = 359 \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $70 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	83
<b>Gráfico 11</b> – Temperaturas de saída de água obtidas nos ensaios experimentais com $u_o = 4u_{mf}$ .....	85
<b>Gráfico 12</b> – Taxas de transferência de calor obtidas nos ensaios experimentais com $u_o = 4u_{mf}$ .....	86
<b>Gráfico 13</b> – Temperaturas de saída de água e taxas de transferência de calor obtidas nos ensaios experimentais sob várias razões $u_o/u_{mf}$ com $T_L = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	87
<b>Gráfico 14</b> – Taxas de transferência de calor obtidas nos ensaios experimentais com $u_o/u_{mf} = 2$ e $u_o/u_{mf} = 4$ .....	88
<b>Gráfico 15</b> – Coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais com $u_o = 4u_{mf}$ , para solução do segundo tipo .....	89
<b>Gráfico 16</b> – Coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais com $u_o = 4u_{mf}$ , para solução do terceiro tipo.....	90
<b>Gráfico 17</b> – Coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais sob várias razões $u_o/u_{mf}$ com $T_L = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	91
<b>Gráfico 18</b> – Relação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede com as curvas das frequências centrais gaussianas obtidos nos ensaios experimentais sob várias razões $u_o/u_{mf}$ com $T_L = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	93

<b>Gráfico 19</b> – Comparação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e teórico sob várias razões $u_o/umf$ com $T_L = 70\text{ }^\circ\text{C}$ : (a) para solução do segundo tipo com $dp=194\mu\text{m}$ ; (b) para solução do terceiro tipo com $dp=194\mu\text{m}$ ; (c) para solução do segundo tipo com $dp=359\mu\text{m}$ ; (d) para solução do terceiro tipo com $dp=359\mu\text{m}$ .....	93
<b>Gráfico 20</b> – Relação entre os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e proposto sob várias razões $u_o/umf$ com $T_L = 70\text{ }^\circ\text{C}$ : (a) para solução do segundo tipo com $dp=194\mu\text{m}$ ; (b) para solução do terceiro tipo com $dp=194\mu\text{m}$ ; (c) para solução do segundo tipo com $dp=359\mu\text{m}$ ; (d) para solução do terceiro tipo com $dp=359\mu\text{m}$ .....	97
<b>Gráfico 21</b> – Curva fluidodinâmica para a partícula de $dp = 194\ \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $50\text{ }^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital .....	124
<b>Gráfico 22</b> – Curva fluidodinâmica para a partícula de $dp = 194\ \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $70\text{ }^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital .....	125
<b>Gráfico 23</b> – Curva fluidodinâmica para a partícula de $dp = 359\ \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $50\text{ }^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital .....	125
<b>Gráfico 24</b> – Curva fluidodinâmica para a partícula de $dp = 359\ \mu\text{m}$ e temperatura do leito de $70\text{ }^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital .....	126
<b>Gráfico 25</b> – Coeficientes de transferência de calor convectivo da água obtidos nos ensaios experimentais com $u_o = 4umf$ , para solução do segundo tipo .....	128
<b>Gráfico 26</b> – Coeficientes de transferência de calor convectivo da água obtidos nos ensaios experimentais com $u_o = 4umf$ , para solução do terceiro tipo .....	129
<b>Gráfico 27</b> – Comparação dos coeficientes de transferência de calor convectivo da água (experimental e teórico), para solução do segundo tipo .....	130
<b>Gráfico 28</b> – Comparação dos coeficientes de transferência de calor convectivo da água (experimental e teórico), para solução do terceiro tipo.....	131

## LISTA DE TABELAS

<b>Tabela 1</b> - Características dos quatro grupos de partículas definidos por Geldart (1973).....	29
<b>Tabela 2</b> – Equações empíricas para o cálculo da velocidade de mínima fluidização .....	39
<b>Tabela 3</b> - Resumo da análise das séries de tempo com respeito à aplicação e requisitos para o estudo da fluidodinâmica de leitos fluidizados .....	43
<b>Tabela 4</b> - Propriedades das partículas do leito.....	56
<b>Tabela 5</b> - Valores de $\log_{10}(C_D Re_p^2) \times \log_{10}(Re_p)$ .....	57
<b>Tabela 6</b> – Comprimentos de entrada hidrodinâmica adimensional para fluxo laminar em duto anular .....	75
<b>Tabela 7</b> – Comprimentos de entrada térmica adimensional para fluxo laminar em duto anular .....	76
<b>Tabela 8</b> – Comprimentos de entrada térmica adimensional para fluxo laminar em duto anular .....	76
<b>Tabela 9</b> – Soluções fundamentais do segundo e terceiro tipos para fluxo termicamente em desenvolvimento em dutos anulares concêntricos .....	78
<b>Tabela 10</b> – Estimativas preliminares das condições experimentais .....	80
<b>Tabela 11</b> – Ordens do filtro digital e velocidades de mínima fluidização .....	84
<b>Tabela 12</b> – Correlações experimentais sugeridas para o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede .....	96
<b>Tabela 13</b> – Incertezas absolutas obtidas nos ensaios experimentais para solução do segundo tipo.....	120
<b>Tabela 14</b> – Incertezas absolutas obtidas nos ensaios experimentais para solução do terceiro tipo.....	121

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

3D	Tridimensional
AQRC	Análise de Quantificação de Recorrência Cruzada
ASTM	Normas Americanas para Teste de Materiais - <i>American Standards for Testing of Materials</i>
CFD	Fluidodinâmica Computacional – <i>Computational Fluid Dynamics</i>
DFT	Transformada Discreta de Fourier
d.m.	Dimensão da medida
EES	<i>Engineering Equation Solver</i>
FCC	Craqueamento Catalítico Fluido – <i>Fluid Catalytic Cracking</i>
FT	Transformada de Fourier
FFT	Transformada Rápida de Fourier
IIR	Resposta Infinita ao Impulso
LFB	Leito Fluidizado Borbulhante
LFBPC	Leito Fluidizado Borbulhante de Parede Corrugada
LFBPL	Leito Fluidizado Borbulhante de Parede Lisa
LFC	Leito Fluidizado Circulante
LFR	Leito Fluidizado Raso
MEV	Microscópio Eletrônico de Varredura
P.O.	Placa de Orifício



## LISTA DE SÍMBOLOS

$A$	Área	[m <sup>2</sup> ]
$Ar$	Número de Arquimedes	[ ]
$C$	Coeficiente de descarga	[ ]
$C_D$	Coeficiente de arraste	[ ]
$C_{d,or}$	Coeficiente de orifício	[ ]
$c_p$	Calor específico a pressão constante	[kJ/(kg.K)]
$d$	Diâmetro	[m]
$\bar{d}$	Diâmetro médio	[m]
$D_e$	Diâmetro equivalente	[m]
$D_{ML}$	Dimensão de correlação de Kolmogorov	[ ]
$e$	Fator de compressibilidade	[ ]
$e'_k$	Erro de ajuste da curva gaussiana sobre a FFT	[Hz]
$f$	Frequência	[Hz]
$f_k$	Frequência amostral da distribuição gaussiana	[Hz]
$f_m$	Frequência média da distribuição gaussiana	[Hz]
$f(t)$	Função de tempo	[Hz]
$f_j$	Amplitude da Transformada Discreta de Fourier	[Hz]
$F_k$	Transformada de Fourier Discreta	[Hz]
$F(\omega)$	Transformada de Fourier Infinita	[Hz]
$G, G'$	Distribuição exponencial gaussiana	[Hz]
$G_s$	Fluxo mássico do gás de fluidização	[kg/(m <sup>2</sup> .s)]
$G_{s,0}$	Fluxo mássico crítico do gás de fluidização	[kg/(m <sup>2</sup> .s)]
$g$	Aceleração da gravidade	[m/s <sup>2</sup> ]
$g_c$	Fator de conversão	[kg.m/(N.s <sup>2</sup> )]
$h$	Coeficiente de transferência de calor	[W/(m <sup>2</sup> .K)]
$\bar{h}$	Coeficiente de transferência de calor suspensão-parede médio	[W/(m <sup>2</sup> .K)]
$\bar{h}^{(2)}$	Coeficiente de transferência de calor médio (segundo tipo)	[W/(m <sup>2</sup> .K)]
$\bar{h}^{(3)}$	Coeficiente de transferência de calor médio (terceiro tipo)	[W/(m <sup>2</sup> .K)]
$\bar{h}^{DB}$	Coeficiente de transferência de calor médio (Dittus-Boelter)	[W/(m <sup>2</sup> .K)]
$h^o$	Coeficiente de transferência de calor convectivo em leito fixo	[W/(m <sup>2</sup> .K)]
$H$	Altura	[m]

$I$	Passo triangular entre os orifícios centro a centro	[m]
$J$	Coeficiente de perda de carga	[ ]
$k$	Condutividade térmica (quando sem subscrito, ref.: gás)	[W/(m.K)]
$k^o$	Condutividade térmica em leito fixo	[W/(m.K)]
$K$	Coeficiente de extinção	[m <sup>-1</sup> ]
$K_1$	Coeficiente 1 do número de Reynolds de mínima fluidização	[ ]
$K_2$	Coeficiente 2 do número de Reynolds de mínima fluidização	[ ]
$K_{ML}$	Entropia de Kolmogorov	[bits/s]
$L$	Altura do leito ou comprimento	[m]
$LMTD$	Diferença média-logarítmica de temperatura	[K]
$m$	Massa	[kg]
$\dot{m}$	Vazão mássica	[kg/s]
$n_w$	Frequência de bolha na vizinhança da parede	[s <sup>-1</sup> ]
$Nu$	Número de Nusselt	[ ]
$\overline{Nu}$	Número de Nusselt médio	[ ]
$Nu_{x,ii}^{(2)}$	Número de Nusselt na parede interna de um duto anular para solução do segundo tipo	[ ]
$Nu_{x,ii}^{(3)}$	Número de Nusselt na parede interna de um duto anular para solução do terceiro tipo	[ ]
$P$	Pressão	[Pa]
$\bar{P}$	Média aritmética das pressões	[Pa]
$P_k$	Medida de pressão	[Pa]
$P_{N,k}$	Medida de pressão centralizada na média	[Pa]
$Pr$	Número de Prandtl	[ ]
$Q$	Taxa de transferência de calor	[W]
$r$	Raio local	[m]
$r_1$	Raio interno do leito fluidizado	[m]
$r_2$	Raio menor interno da jaqueta d'água	[m]
$r_3$	Raio maior interno da jaqueta d'água	[m]
$Re$	Número de Reynolds	[ ]
$s$	Desvio padrão amostral	[d.m.]
$T, T_1, T_2$	Temperatura, temperaturas locais no ponto 1 e 2	[K]
$TDH$	Altura crítica de transporte	[m]
$u$	Velocidade	[m/s]

$U$	Coeficiente global de transferência de calor	$[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$
$V$	Volume	$[\text{m}^3]$
$\dot{V}$	Vazão volumétrica	$[\text{m}^3/\text{s}]$
$\bar{V}$	Vazão volumétrica média	$[\text{m}^3/\text{s}]$
$w$	Coeficiente de perda de pressão estática	$[\text{Pa}]$
$X(f_k)$	Argumento da Transformada de Fourier Discreta para pressões normalizadas (Argumento da FFT)	$[\text{Hz}]$
$Y$	Amplitude de frequência	$[\text{Hz}]$
$z$	Altura do leito acima do distribuidor	$[\text{m}]$

## LISTA DE SUBSCRITOS

<i>0</i>	Relativo à condição incipiente de fluidização
<i>ar</i>	Relativo ao ar
<i>anular</i>	Relativo à região anular
<i>atm</i>	Relativo à atmosfera, atmosférico
<i>b0</i>	Relativo ao tamanho inicial de bolha
<i>bm</i>	Relativo ao leito na condição de máxima porosidade, ou tamanho máximo de bolha
<i>b</i>	Relativo à fase bolha
<i>br</i>	Relativo a crescimento de bolha
<i>bulk</i>	Relativo a granel
<i>c</i>	Central
<i>cir</i>	Circunscrito
<i>conv, água</i>	Relativo à convecção de calor pelo escoamento de água
<i>conv, água_exp</i>	Relativo à convecção de calor pelo escoamento de água em teste experimental
<i>d</i>	Relativo ao distribuidor
<i>D</i>	Relativo ao fluxo completamente desenvolvido da água
<i>D, hid</i>	Relativo à hidrodinâmica convectiva da água
<i>e</i>	Efetivo
<i>ew</i>	Relativo à condição efetiva de uma fina camada próximo à superfície da parede de transferência de calor
<i>exp</i>	Experimental
<i>ext</i>	Externa
<i>f</i>	Relativo ao fluido
<i>F</i>	Com aleta
<i>Fe</i>	Relativo a Feret
<i>g</i>	Relativo ao gás
<i>gc</i>	Gás-convectivo
<i>ins</i>	Inscrito
<i>int</i>	Interna
<i>ent, ar</i>	Relativo a entrada de ar
<i>ent, água</i>	Relativo a entrada de água
<i>jaqueta</i>	Relativo à jaqueta d'água

<i>L</i>	Relativo ao leito
<i>L<sub>em</sub></i>	Relativo ao leito em porosidade máxima
<i>M</i>	Relativo ao diâmetro de partícula de Martin
<i>máx</i>	Máximo
<i>mb</i>	Relativo à condição de mínimo borbulhamento
<i>mf</i>	Relativo à condição de mínima fluidização
<i>o</i>	Relativo à velocidade superficial do gás
<i>or</i>	Relativo a orifício
<i>otm</i>	Condição ótima
<i>sai, água</i>	Relativo a saída de água
<i>p</i>	Relativo à partícula
<i>pc</i>	Partícula-convectiva
<i>p, g</i>	Gás-Partícula
<i>p, s</i>	Relativo à partícula de Sauter
<i>pac</i>	Relativo ao leito borbulhante
<i>r</i>	Relativo à radiação térmica
<i>s</i>	Relativo a sólido particulado
<i>sp</i>	Suspensão-parede
<i>sp<sub>exp</sub></i>	Relativo ao coeficiente de transferência de calor suspensão-parede experimental
<i>sp<sub>prop</sub></i>	Relativo ao coeficiente de transferência de calor suspensão-parede proposto
<i>t</i>	Relativo a terminal
<i>tap</i>	Relativo a <i>tap</i> ou vibração
<i>tr</i>	Relativo a transporte
<i>uo</i>	Relativo à velocidade superficial do gás
<i>UF</i>	Sem aleta
<i>v</i>	Volumétrico ou relativo a volume
<i>w</i>	Relativo a parede

## LETRAS GREGAS

$\beta$	Razão do diâmetro do orifício da placa pelo diâmetro da tubulação	[ ]
$\delta$	Incerteza experimental	[d.m.]
$\delta_w$	Fração de bolhas em superfície de troca de calor	[ ]
$\Delta$	Variação	[ ]
$\varepsilon$	Porosidade	[ ]
$\epsilon$	Emissividade	[ ]
$\mu$	Viscosidade dinâmica	[kg/(s.m)]
$\rho$	Densidade ou massa específica (quando sem subscrito ref.: gás)	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	[W/(m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> )]
$\sigma_{press\tilde{a}o}$	Desvio padrão das flutuações de pressão	[Pa]
$\tau$	Tempo de residência das partículas aglomeradas sobre a superfície de troca de calor	[s]
$\phi$	Esfericidade	[ ]
$\phi_b$	Razão da espessura efetiva do filme de gás para o contato entre partículas adjacentes.	[ ]
$\phi_w$	Razão da espessura efetiva do filme de gás para o contato entre partícula e superfície.	[ ]
$\psi_d$	Incerteza total do instrumento	[d.m.]
$\psi_I$	Incerteza instrumental	[d.m.]
$\psi_o$	Incerteza de resolução	[d.m.]

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>23</b>
1.1 OBJETIVOS .....	26
1.1.1 Objetivo Geral .....	26
1.1.2 Objetivos Específicos .....	26
1.2 JUSTIFICATIVA.....	26
1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO .....	27
<b>2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>28</b>
2.1 FUNDAMENTOS DA FLUIDIZAÇÃO .....	28
2.1.1 Conceito da Fluidização .....	28
2.1.2 Aplicações e Vantagens da Fluidização .....	33
2.1.3 Caracterização das Partículas.....	34
2.2 FUNDAMENTOS DA FLUIDODINÂMICA DO LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE.....	36
2.3 ALGUNS ESTUDOS SOBRE FLUIDODINÂMICA DO LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE.....	40
2.4 MONITORAMENTO DA FLUIDODINÂMICA DO LFB MEDIANTE LEITURAS DE FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO .....	42
2.4.1 Métodos e Técnicas .....	42
2.4.2 Estudos com Análise de Flutuação de Pressão em Leitos Fluidizados .....	44
2.5 TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE .....	46
2.5.1 Fundamentos e Estudos dos Mecanismos de Transferência de Calor em Leito Fluidizado Borbulhante.....	46
2.5.2 Pesquisas Prévias sobre a Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor Suspensão-Parede .....	50
<b>3 MATERIAIS E MÉTODOS .....</b>	<b>55</b>
3.1 MATERIAL DO LEITO .....	55
3.2 PROJETO DO SISTEMA DE LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE COM TROCADOR DE CALOR.....	56
3.2.1 Dimensionamento do Sistema Experimental.....	56
3.2.2 Condições Operacionais .....	64
3.3 DESCRIÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL.....	64
3.4 APLICAÇÃO DA TRANSFORMADA DE FOURIER E DA DISTRIBUIÇÃO GAUSSIANA PARA MEDIÇÃO DAS FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO DO LEITO .....	69
3.4.1 Frequência de Amostragem e Número de Medidas de Pressão .....	72
3.4.2 Especificação do Filtro Digital .....	73
3.5 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	74
3.6 CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS.....	79
<b>4 RESULTADOS E DISCUSSÃO .....</b>	<b>81</b>
4.1 DETERMINAÇÃO DA FAIXA DE VELOCIDADE DE FLUIDIZAÇÃO .....	81
4.2 TEMPERATURAS DE SAÍDA DA ÁGUA E TAXA DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR .....	85
4.3 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR SUSPENSÃO-PAREDE .....	88
<b>5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....</b>	<b>98</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>101</b>
<b>APÊNDICE A — CÓDIGO FONTE DO DIMENSIONAMENTO DO TROCADOR DE CALOR EM LINGUAGEM EES® .....</b>	<b>106</b>

<b>APÊNDICE B — ANÁLISE DAS INCERTEZAS.....</b>	<b>110</b>
<b>APÊNDICE C — INCERTEZAS.....</b>	<b>119</b>
<b>APÊNDICE D — CURVAS FLUIDODINÂMICAS E TESTE DA ORDEM DO FILTRO DIGITAL.....</b>	<b>123</b>
<b>APÊNDICE E — COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR CONVECTIVO NA JAQUETA D'ÁGUA.....</b>	<b>127</b>



## 1 INTRODUÇÃO

Praticada há muito tempo, a recuperação de calor industrial representa, ainda, uma das ações mais comuns na busca pelo aumento da eficiência térmica dos diversos sistemas de aproveitamento energético que utilizam combustíveis de origem fóssil e renovável para a produção de calor e/ou eletricidade. Estima-se que entre 20% a 50% da energia fornecida em processos térmicos industriais é desperdiçada na forma de calor, tendo como via, gases quentes de exaustão, água de arrefecimento e energia térmica não recuperada a partir de superfícies quentes de equipamentos, produtos e/ou subprodutos aquecidos (U.S. DEPARTMENT OF ENERGY, 2008).

Em particular, o calor recuperado de maneira eficiente em sistemas térmicos pode significar uma economia considerável no consumo de combustível e menor impacto ambiental para o ecossistema, gerando possibilidades para o atendimento das políticas ecológicas mundiais cada vez mais rígidas ou criteriosas. Além destes benefícios, a recuperação de calor permite a redução dos custos de capital dos equipamentos de conversão de energia, uma vez que, com a diminuição no consumo de combustível, sistemas de menor tamanho podem ser empregados.

Na indústria, a recuperação de energia térmica é realizada mediante o uso de equipamentos denominados trocadores de calor, que aproveitam a energia térmica residual disponível em gases, líquidos ou sólidos, inicialmente descartados de diversos processos, em benefício de outros sistemas ou dispositivos que precisam de aquecimento ou resfriamento, como demonstram os trabalhos apresentados por Yang (2015), Casciotori (2015) e Aghaali e Ångström (2015).

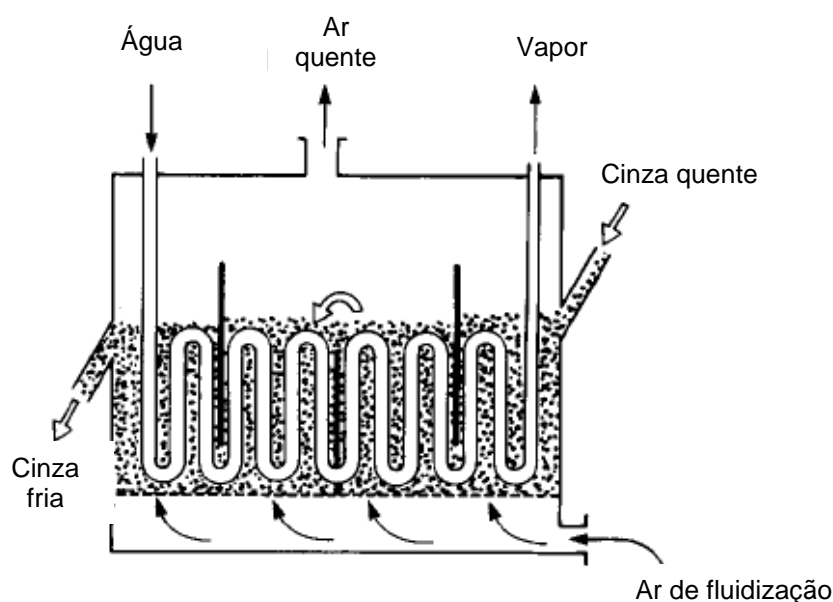
Os reais benefícios propiciados pela instalação de um sistema de recuperação de calor dependerão das características da energia térmica residual a ser recuperada, bem como da configuração dos equipamentos de recuperação de calor específicos utilizados em cada situação, isto é, do modo de contato entre as matérias “quente” e “fria” através da interface de troca de calor. De acordo com Kakaç, Liu e Pramuanjaroenkij (2012), outros aspectos adicionais a considerar no uso de recuperadores de calor são o espaço físico disponível para a instalação, as condições necessárias para operação e fatores econômicos.

No caso específico de trocadores de calor do tipo gás-sólido, foco da presente dissertação, a eficiência da troca de energia térmica é função da

característica do contato entre as fases. Em particular, os recuperadores de calor gás-partícula operados em sistemas de leito fluidizado borbulhante (LFB) ou circulante (LFC) apresentam importantes vantagens e têm sido empregados com sucesso em grandes caldeiras e gaseificadores para a conversão de carvão mineral e biomassas (KUNNI e LEVENSPIEL, 1991; BASU, 2006). Nestes processos, as cinzas e o material inerte do leito podem deixar o reator a uma temperatura próxima de 850 °C, sugerindo o potencial de utilidade do dispositivo no aproveitamento do calor em sistemas de geração de vapor ou na produção de gás manufacturado e de síntese.

Um recuperador de calor típico utilizado em caldeiras de grande porte é apresentado na Figura 1. Neste, a mistura de material inerte e cinzas do combustível, que é despejada pelo fundo da fornalha, é recebida pela parte lateral.

**Figura 1 - Esquema de recuperador de calor para geração de vapor a partir de partículas de cinzas quentes**



Fonte: KUNII e LEVENSPIEL (1991, p. 19).

No interior do recuperador, as partículas formam um leito fluidizado de baixa altura ou raso, trocando calor eficientemente com superfícies externas de tubulações que transportam água líquida a ser convertida em vapor. As partículas, que se movimentam horizontalmente pelo leito, contornando chicanes posicionadas no interior do recuperador, são gradativamente resfriadas até alcançarem temperaturas relativamente baixas no outro extremo lateral do dispositivo, onde são finalmente

liberadas ao ambiente. O ar injetado pela região inferior do recuperador, a fim de promover a fluidização do leito, absorve parte da energia térmica dos sólidos aquecidos e deixa o dispositivo de troca de calor pela parte superior. Dependendo das características do ar quente de exaustão, novos equipamentos de recuperação de calor podem ser inseridos, incrementando a eficiência térmica do sistema da caldeira.

Outros recuperadores de energia térmica de sólidos aquecidos podem ser usados para recuperar calor a temperaturas menores ( $\sim 150\text{ }^{\circ}\text{C}$  a  $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), tais como nos processos de produção de fertilizantes e na calcinação de minérios. Em geral, recuperadores de calor a partir de sólidos particulados aquecidos têm utilidade na indústria petroquímica, de beneficiamento de produtos agrícolas, de produtos alimentícios e químicos, na indústria de papel, bem como nas usinas metalúrgicas e siderúrgicas, dentre outras (RODRIGUEZ, 1998).

Estudos prévios indicam que um recuperador de calor gás-sólido operado em LFB apresenta elevados coeficientes de transferência de calor gás-partícula e suspensão-parede por área de troca térmica disponível. Estes trabalhos têm mostrado que o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede pode oscilar entre  $100\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $800\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ , de maneira geral, como citado por Zhang e Koksál (2006). De acordo com Kunii e Levenspiel (1991), as pesquisas já realizadas em colunas verticais sugerem que o valor deste coeficiente depende, principalmente, da velocidade de fluidização, do tipo de distribuidor de gás, do diâmetro médio de partícula e da densidade do leito.

Nos últimos anos, a revisão da literatura mostra continuidade no levantamento de dados experimentais focados ao estudo da eficiência de troca térmica suspensão-parede em função das características fluidodinâmicas do leito (DAS e DATTA, 2015; NGO, 2015; PERRONE e AMELIO, 2015; SHABANIAN e CHAOUKI, 2015; JULIÁN, HERGUIDO e MENÉNDEZ, 2016). Visando contribuir nesta direção, o presente trabalho avalia experimentalmente o comportamento do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede no leito sob uma ampla faixa de velocidade do gás (a razão da velocidade de fluidização pela velocidade de mínima fluidização,  $u_o/u_{mf}$ , varia de 0,5 a 4,0), auxiliado pela técnica da frequência central gaussiana para o conhecimento dos efeitos promovidos pelas variações da velocidade do ar alimentado na coluna de fluidização, da temperatura do leito e do tamanho das partículas.

## 1.1 OBJETIVOS

Os objetivos geral e específicos a serem alcançados neste trabalho são descritos a seguir.

### 1.1.1 Objetivo Geral

Este trabalho tem como objetivo principal a obtenção experimental e a análise do comportamento do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede em trocador de calor de leito fluidizado borbulhante gás-sólido assistido pela técnica da frequência central gaussiana de flutuações de pressão.

### 1.1.2 Objetivos Específicos

Constituem os objetivos específicos desta pesquisa:

- Dimensionar e instalar um sistema de recuperação de calor gás-sólido composto por coluna de fluidização de leito fluidizado borbulhante e trocador de calor tipo jaqueta para aquecimento de água.
- Planejar e realizar testes experimentais para o cálculo do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede no sistema de recuperação de calor em função da temperatura do leito, do tamanho médio das partículas e da velocidade de fluidização.
- Comparar os resultados obtidos com dados disponíveis na literatura.

## 1.2 JUSTIFICATIVA

Este trabalho justifica-se na busca de alternativas para a melhoria na eficiência de sistemas térmicos através do projeto e da avaliação experimental de um sistema de recuperação de calor de sólidos particulados aquecidos em LFB. A pesquisa pretende aprofundar no conhecimento dos fenômenos da troca térmica gás-sólido sob regimes fluidodinâmicos monitorados pela técnica de análise de flutuações de pressão, sendo esta combinação relativamente pouco explorada na

literatura. O estudo da troca de calor em condição de fluidização borbulhante se justifica pelas maiores taxas de transferência de calor esperadas em comparação com a de outros regimes de fluidização, devido à intensa movimentação de leitos densos com a presença de bolhas de gás. Leitos fluidizados borbulhantes ou de regimes de fluidização lenta também promovem maior economia no consumo de energia, em razão do fornecimento do gás de fluidização a menores vazões mássicas.

### 1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO

Este trabalho é composto por cinco capítulos. No Capítulo 1 foi abordada a descrição do assunto de interesse, a justificativa do trabalho e os objetivos almejados. No Capítulo 2, apresenta-se a revisão bibliográfica, na qual inclui-se informação sobre o estado da arte dos principais assuntos relacionados ao estudo. Especificamente, este capítulo traz uma revisão de aspectos relacionados com a fluidização do tipo gás-sólido e das características fluidodinâmicas próprias do LFB, com os fenômenos da transferência de calor presentes neste regime de fluidização, e com os trabalhos da literatura já realizados sobre a determinação do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede.

No Capítulo 3 apresentam-se os materiais, equipamentos e procedimentos utilizados na pesquisa. Assim, descreve-se a metodologia para o dimensionamento do trocador de calor e da coluna de fluidização, a caracterização das partículas e o planejamento dos testes experimentais requeridos para a avaliação do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede no trocador de calor de leito fluidizado gás-sólido sob condição de fluidização borbulhante.

No Capítulo 4 são apresentados os resultados e a discussão destes, a partir da análise dos dados coletados nos respectivos experimentos. Especificamente, destacam-se os efeitos das variáveis estudadas no valor e no comportamento do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede, bem como no valor de outros parâmetros operacionais do recuperador de energia térmica avaliado.

Por fim, no Capítulo 5, são apresentadas as conclusões do trabalho e as sugestões para pesquisas futuras, visando à continuidade dos estudos na área.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo apresenta o embasamento teórico e o estado da arte dos principais assuntos relacionados à presente dissertação. Inicialmente, descrevem-se os fundamentos da fluidização gás-sólido. Posteriormente, abordam-se os mecanismos e as equações fundamentais que descrevem a transferência de calor em leito fluidizado lento. Finalmente, incluem-se os principais resultados obtidos em várias pesquisas prévias focadas ao estudo do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede.

### 2.1 FUNDAMENTOS DA FLUIDIZAÇÃO

Nesta seção são apresentados o conceito, as principais aplicações e vantagens da fluidização. Adicionalmente, descrevem-se os regimes de fluidização gás-sólido, a classificação e as propriedades de interesse das partículas que constituem o leito. Por último, apresentam-se as características fluidodinâmicas que identificam o regime de fluidização borbulhante.

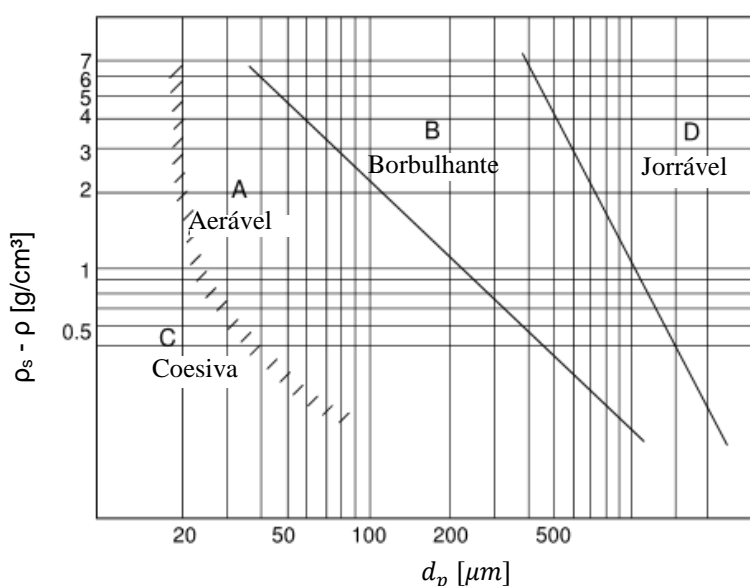
#### 2.1.1 Conceito da Fluidização

Fluidização é uma operação na qual um leito de partículas sólidas é colocado em contato com um gás ou um líquido, proporcionando o comportamento semelhante ao de um fluido à suspensão gás-sólido ou líquido-sólido criada. Oka (2004) estabelece que, no estado fluidizado, as partículas sólidas flutuam permanentemente, movendo-se de maneira caótica e se chocando umas com as outras em interações breves e na presença de forças interparticulares desprezíveis.

Na maioria dos sistemas de leito fluidizado, a fluidização acontece dentro de um vaso cilíndrico com uma base porosa ou com furos, chamada de distribuidor, através da qual o fluido é introduzido no leito. O tipo de distribuidor é uma importante escolha de projeto, sendo normalmente configurado como placa plana perfurada com orifícios pequenos, bloco de cerâmica sinterizada ou placa com injetores (*tuyeres* ou *bubble caps*). Conforme Howard (1989), qualquer que seja a geometria, a função mais importante do dispositivo é a distribuição uniforme do fluido ao entrar pela base do leito.

Na década de setenta, Geldart (1973) propôs uma classificação empírica de materiais granulares baseada no seu comportamento fluidodinâmico quando submetidos a um processo de fluidização sob condição ambiente. O Diagrama de Geldart, ilustrado no Gráfico 1, resume as relações entre o tamanho da partícula ( $d_p$ ) e a diferença de densidades da fase sólida e fluida ( $\rho_s - \rho$ ).

**Gráfico 1 – Diagrama de classificação de partículas de Geldart segundo sua fluidodinâmica**



Fonte: Adaptado de BASU (2006, p. 443).

A Tabela 1 resume as principais características dos grupos de partículas propostos por Geldart, indicando o seu comportamento quando submetidas a um estado de fluidização.

**Tabela 1 - Características dos quatro grupos de partículas definidos por Geldart (1973)**

Grupo	C	A	B	D
Tamanho de partícula para $\rho_s = 2500 \text{ kg/m}^3$	< 20 $\mu\text{m}$	20-90 $\mu\text{m}$	90-650 $\mu\text{m}$	> 650 $\mu\text{m}$
Canais preferenciais	Severo	Pouco	Negligenciável	Negligenciável
Aspecto de jorro	Nenhum	Nenhum	Alcançado apenas em leito raso	Alcançado facilmente
Expansão	Baixa	Alta	Média	Média
Velocidade de mínimo borbulhamento, $u_{mb}$	Sem bolhas	$> u_{mf}$	$= u_{mf}$	$= u_{mf}$
Formato de bolha	Somente canal	Base plana Calota esférica	Arredondado com pequenas deformações	Calota achatada

(continua)

**Tabela 1 - Características dos quatro grupos de partículas definidos por Geldart (1973)**  
(conclusão)

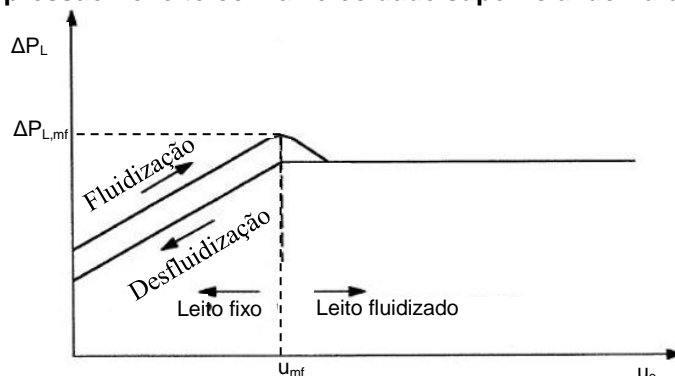
Grupo	C	A	B	D
Mistura de sólido	Muito baixa	Alta	Média	Baixa
Gás em fluxo descendente	Muito baixo	Alto	Médio	Baixo
Modo do fluxo empistonado	Bolsões gasosos enraizados	Simétrico	Principalmente simétrico	Principalmente pistão de parede

Fonte: Adaptado de BASU (2006, p. 443).

A característica do contato gás-sólido está intensamente relacionada à velocidade superficial do gás ( $u_o$ ) utilizada na fluidização. Para baixas velocidades de fluidização, por exemplo, observa-se que o gás simplesmente flui através dos interstícios entre as partículas, as quais permanecem estacionárias no leito. Nesta situação, a velocidade superficial do gás não é suficiente para romper o arranjo do material sólido, que se mantém com concentração volumétrica constante. Este regime é conhecido como leito fixo.

Com o aumento progressivo da velocidade do gás através do leito, alcança-se uma condição onde as partículas ficam suspensas pelo fluxo gasoso ascendente. A linha tracejada vertical ilustrada no Gráfico 2 indica que a componente da força compressiva entre partículas adjacentes desaparece e a queda de pressão através de leito ( $\Delta P_L$ ) se iguala ao peso do fluido e das partículas na seção transversal da coluna. Neste ponto, o leito encontra-se em uma condição de fluidização incipiente, na qual o gás alcança a denominada velocidade de mínima fluidização ( $u_{mf}$ ).

**Gráfico 2 - Curva fluidodinâmica (relação da queda de pressão no leito com a velocidade superficial do fluido)**



Fonte: Adaptado de HOWARD (1989, p. 37).

Aumentando-se ainda mais a vazão do gás, além da condição de mínima fluidização, instabilidades no sistema, como formação de bolhas e de canais



preferenciais de escoamento, são observadas (HOWARD, 1989). Primeiramente, as partículas tendem a se rearranjar para fornecer mais espaços entre elas e, dessa forma, permitir a passagem do fluxo crescente do gás. Com isso, a porosidade do leito ( $\varepsilon_L$ ) sofre um aumento e o leito passa por um processo de expansão. A magnitude dessa expansão, aliada ao aumento na velocidade de fluidização, depende principalmente de propriedades físicas das partículas constituintes do leito, tais como tamanho, densidade e esfericidade.

No sentido inverso ao estado de leito fluidizado pode se alcançar a condição de desfluidização, na qual, a magnitude da velocidade superficial do gás torna-se baixa o suficiente para permitir a compactação súbita dos sólidos e a ausência de movimento relativo entre partículas.

Normalmente, a fluidização gás-sólido é acompanhada pela geração de bolhas a partir da condição de fluidização incipiente, exceto para leitos formados por partículas do tipo "A" da classificação de Geldart. A fluidização borbulhante se caracteriza como fluidização não homogênea, agregativa ou de leito borbulhante, com o gás alcançando ou superando a velocidade mínima de borbulhamento ( $u_{mb}$ ). Tratando-se de colunas com diâmetro reduzido, pode surgir o aparecimento de bolhas que ocupam todo o diâmetro do leito, caracterizando o regime de escoamento empistonado ou *slugging bed*.

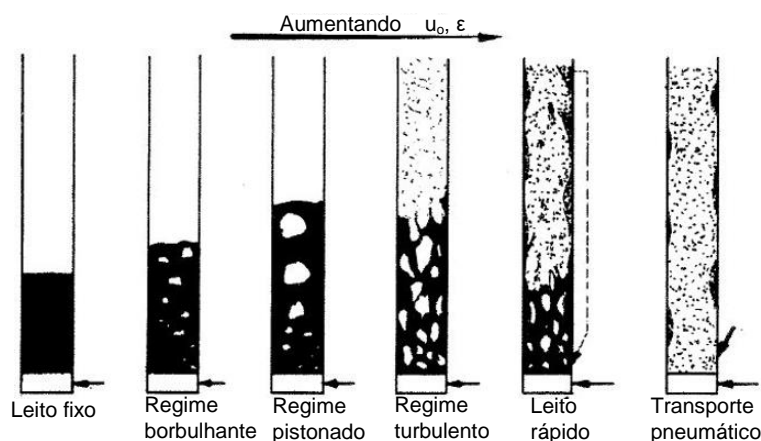
Destaca-se aqui que, para partículas B de Geldart (utilizadas no presente trabalho), a condição para presença de canais preferenciais é negligenciável, a velocidade de mínimo borbulhamento torna-se igual à velocidade de mínima fluidização, e o formato de bolha é arredondado com pequenas deformações. Tem-se, nesse caso, uma fluidização heterogênea com a presença de uma fase bolha e uma fase de emulsão. Estas características tornam-se importantes nos fenômenos de transferência de calor, onde a contribuição de cada fase representa uma parcela significativa da troca térmica do leito fluidizado para as superfícies em contato.

Com o uso de velocidades maiores de gás é alcançado o regime de fluidização turbulenta, no qual o movimento das partículas fica mais intenso e as bolhas desaparecem. Ao incrementar ainda mais a velocidade do agente fluidizante, atinge-se o regime de fluidização rápida, onde uma porção de sólidos é transportada para fora do leito e posteriormente reciclada, mediante o uso de leitos fluidizados circulantes. Finalmente, a velocidades de gás extremamente altas, todas as partículas são arrastadas juntamente com o gás de fluidização, o que caracteriza,

dessa forma, o regime de transporte pneumático, seja em fase densa ou diluída. A Figura 2 ilustra os tipos de regimes de fluidização anteriormente descritos, obtidos quando partículas do Grupo B de Geldart são utilizadas. Partículas deste grupo representam uma parcela importante em aplicações industriais de leitos fluidizados.

Os tipos de leitos fluidizados citados, com foco nos grupos A e B de Geldart, são considerados fundamentalmente de “fase densa”, podendo ou não apresentar partículas sólidas arrastadas pelas bolhas na região acima do leito. Quando essas partículas sólidas são arrastadas, observa-se uma redução gradual na concentração do material sólido a partir da superfície do leito até a denominada altura crítica de arraste ou transporte (*transport disengaging height* – TDH), a partir da qual, a concentração de sólidos permanece constante com a altura da coluna de fluidização. A TDH é um parâmetro importante no projeto de um sistema operado com leito fluidizado, principalmente nos regimes borbulhante e turbulento.

**Figura 2 - Tipos de leitos de contato gás-sólido**



Fonte: Adaptado de GRACE (1986).

Um caso especial de leito que pode operar em regime de fluidização borbulhante é o denominado leito fluidizado raso (LFR). Este é caracterizado pela baixa razão geométrica (perto da unidade) entre a altura de sólidos na condição de leito fluidizado e o diâmetro da coluna de fluidização, com a qual é possível obter bolhas com diâmetros reduzidos. Devido à sua configuração geométrica, este leito costuma apresentar pequena queda de pressão axial.

### 2.1.2 Aplicações e Vantagens da Fluidização

A tecnologia envolvendo o contato ou interação entre sólidos e fluidos tem sido aplicada extensamente em sistemas de conversão energética de combustíveis e resíduos sólidos em processos de combustão, gaseificação, pirólise e torrefação, em processos de secagem e separação, de aquecimento ou resfriamento de partículas, na recuperação de calor a partir de sólidos aquecidos, e em diversas operações petroquímicas e bioquímicas. Devido à sua alta capacidade para transportar rapidamente a energia térmica e manter uma temperatura uniforme na região do leito, sistemas fluidizados têm sido amplamente utilizados para a troca de calor entre uma suspensão fluido-partícula e superfícies expostas, como relatado por Howard (1989).

As vantagens da fluidização que merecem destaque são apontadas a seguir (KUNII e LEVESNPIEL, 1991):

- A regularidade no fluxo de partículas semelhante à de um líquido, que permite operações contínuas controladas automaticamente com fácil manuseio.
- A mistura rápida de sólidos, que conduz a condições bem próximas da isotérmica por todo leito; portanto a operação pode ser controlada com simplicidade e segurança.
- A obtenção de um leito de sólidos bem misturados, representando um grande pêndulo térmico resistente a mudanças rápidas de temperatura. Assim, a resposta lenta a mudanças abruptas em condições operacionais proporciona uma grande margem de segurança, evitando ainda picos de temperatura por reações altamente exotérmicas.
- A possibilidade da circulação de sólidos entre dois leitos fluidizados, o que permite remover, ou adicionar elevadas quantidades de calor de grandes reatores.
- As altas taxas de transferência de calor e massa entre gás e partículas, quando comparadas com as obtidas pelos outros modos de contato e arranjos fluidodinâmicos.

- As elevadas taxas de transferência de calor entre a suspensão gás-sólido e objetos imersos no leito, isto é, os trocadores de calor no interior de leitos fluidizados requerem áreas superficiais relativamente pequenas.

### 2.1.3 Caracterização das Partículas

A caracterização de partículas para aplicação em leitos fluidizados envolve a medição de diversas propriedades, sendo as mais comuns, o tamanho, a densidade (termo que substitui a massa específica no caso de partículas porosas), a forma e a morfologia da superfície (YANG, 2003). Esta caracterização não inclui apenas parâmetros estáticos intrínsecos como os já mencionados, mas também, comportamentos dinâmicos em relação ao fluxo e às propriedades do fluido, tais como o coeficiente de arrasto e a velocidade terminal.

O método mais comum para classificar e determinar o diâmetro médio de materiais granulados é o peneiramento, realizado mediante o uso de malhas com tamanho de abertura padronizado, posicionadas em série e submetidas a vibração controlada. Os padrões de malha mais difundidas são U.S., ASTM e Tyler. Para partículas mais finas do que 20  $\mu\text{m}$ , as forças superficiais e eletrostáticas se tornam importantes, e a classificação da partícula por análise granulométrica não é recomendada. Yang (2003) cita que além das peneiras, outros equipamentos utilizados para análise granulométrica podem incluir microscópio eletrônico de varredura (MEV), laser Doppler e difração de raio X.

Na literatura, diversas expressões são adotadas para expressar o diâmetro médio das partículas. O diâmetro médio de Sauter é a definição mais usada em sistemas particulados, calculado a partir de resultados de peneiramento conforme equação 1:

$$\bar{d}_{p,s} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i}{d_i} \right)} \quad (1)$$

sendo que,  $d_i$  é a média aritmética das aberturas de malhas subsequentes entre as quais é retida a fração mássica de partículas  $x_i$ .

Wadell (1933 apud YANG, 2003) propôs o “grau de esfericidade verdadeira” ou esfericidade ( $\phi$ ), indicando a fração de semelhança da forma de uma determinada partícula em relação a de uma esfera. A esfericidade é expressa por:

$$\phi = \frac{\text{área da superfície da esfera de igual volume da partícula}}{\text{área da superfície da partícula}} = \frac{d_{sv}}{d_A} \quad (2)$$

sendo que,  $\phi = 1$ , para partículas esféricas, e  $0 < \phi < 1$  para qualquer outra forma.

Leva (1959 apud Yang, 2003) e Subramanian e Arunachalam (1980 apud YANG, 2003) sugeriram métodos experimentais usando a equação de Ergun (1952 apud FLAMANT; FATAH; FLITRIS, 1992) para avaliação da esfericidade. Posteriormente, Peçanha e Massarani (1986) desenvolveram um método para a determinação da esfericidade, sendo esta obtida pela razão entre os diâmetros inscrito e circunscrito ao redor de uma partícula:

$$\phi = \frac{d_{ins}}{d_{cir}} \quad (3)$$

sendo  $d_{ins}$  o diâmetro inscrito e  $d_{cir}$  o diâmetro circunscrito.

Em relação à densidade de partículas livres ou empacotadas, empregam-se vários conceitos. No caso de partículas livres, utilizam-se a densidade real e a densidade aparente. A densidade real ( $\rho_{real}$ ) é a própria massa específica, sendo calculada como a razão entre a massa da partícula ( $m_p$ ) dividida pelo seu volume líquido ( $V_p$ ), o qual desconsidera o volume de todos os poros internos e externos da partícula (Howard, 1989):

$$\rho_{real} = \frac{m_p}{V_p} \quad (4)$$

Já, no cálculo da densidade aparente ( $\rho_{aparente}$ ), a massa da partícula é dividida pelo volume total ( $V_{total}$ ), que inclui os poros externos e internos do sólido:

$$\rho_{aparente} = \frac{m_p}{V_{total}} \quad (5)$$

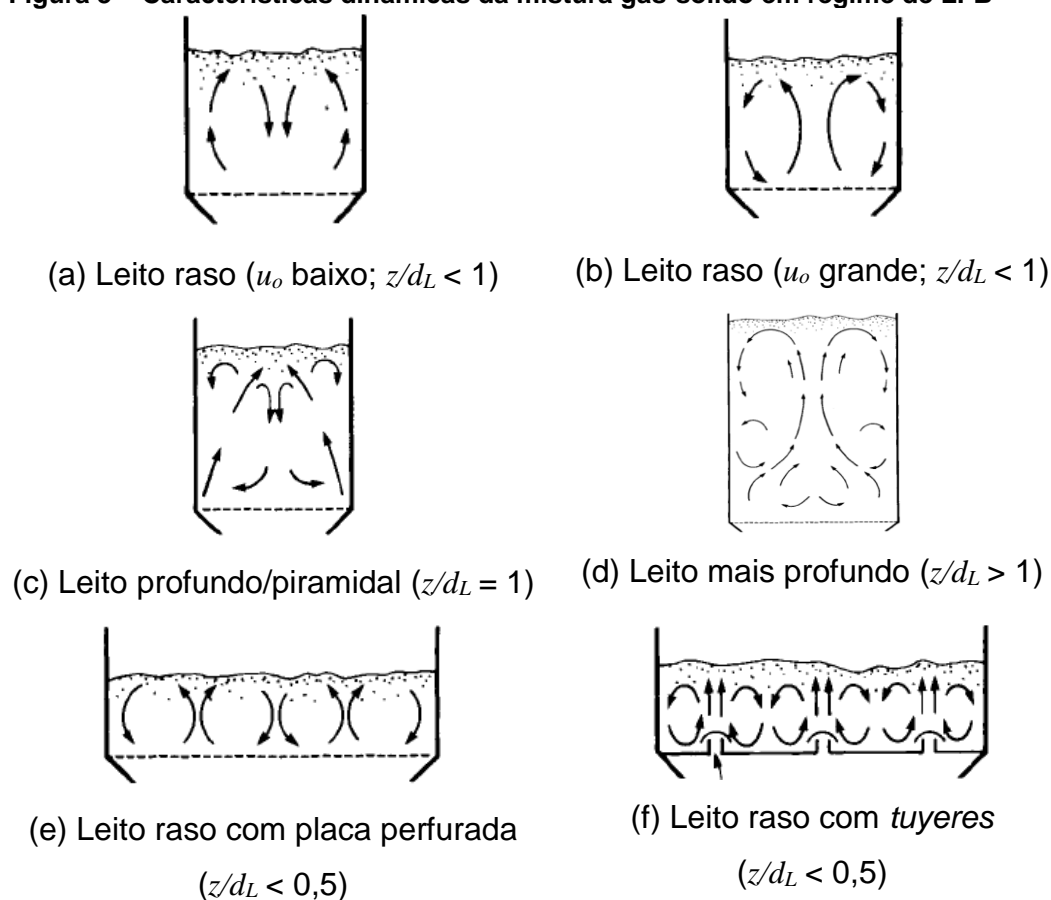
No caso de partículas empacotadas ou leito de sólidos, normalmente utiliza-se a densidade *bulk*, ou densidade a granel, sendo esta obtida pela razão entre a massa do leito ( $m_L$ ) não compactado e o seu volume total ocupado ( $V_L$ ), considerando neste, os interstícios existentes entre as partículas que formam o leito:

$$\rho_{bulk} = \frac{m_p}{V_L} \quad (6)$$

## 2.2 FUNDAMENTOS DA FLUIDODINÂMICA DO LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE

A fluidodinâmica do LFB é estudada a partir de medições experimentais e de observações diretas dos fenômenos fluidodinâmicos acontecidos nestes sistemas. De acordo com Kunii e Levenspiel (1991), o comportamento da mistura gás-partícula no regime de fluidização lenta é influenciado principalmente pela dinâmica das bolhas. Pesquisadores têm conseguido decifrar as características da movimentação do escoamento bifásico e os principais padrões fluidodinâmicos do LFB são ilustrados na Figura 3.

**Figura 3 – Características dinâmicas da mistura gás-sólido em regime de LFB**



Fonte: Adaptado de KUNII e LEVENSPIEL (1991, p. 140).

A baixas velocidades de fluidização em leitos cuja relação altura/diâmetro ( $z/d_L$ ) é inferior à unidade (Figura 3a), os sólidos da emulsão circulam como um anel de vórtice com fluxo ascendente na parede e com fluxo descendente no centro do leito. No entanto, sob vazões de gás elevadas, este padrão de fluxo é revertido por causa das grandes bolhas que sobem no leito, conforme visualizado na Figura 3b. À medida que a relação altura/diâmetro do leito se aproxima da unidade, sólidos da emulsão começam a se mover para baixo na parede perto da superfície do leito, como ilustrado na Figura 3c.

Em leitos mais profundos, onde a relação altura/diâmetro é maior do que a unidade, um segundo anel de vórtice se forma acima do anel de vórtice original, com fluxo ascendente na linha central do leito, conforme apresentado na Figura 3d. Na presença de fluxos de gás mais elevados, a circulação do sólido no anel de vórtice superior torna-se mais vigorosa e domina o movimento total da emulsão. Anéis de vórtice com relação de aspecto próximo de 1 podem se desenvolver em leitos muito rasos, onde a relação altura/diâmetro é menor que 0,5 e são usados distribuidores de placa perfurada, conforme ilustrado na Figura 3e. Já, com a utilização de distribuidores do tipo *tuyere*, um padrão de circulação da emulsão semelhante ao obtido em leitos rasos é definido no espaço entre *tuyeres*, como observado na Figura 3f.

Yang (2003) afirma que as bolhas em leitos fluidizados crescem devido a três fatores principais: pressão hidrostática efetiva decrescente em direção ao topo do leito fluidizado, coalescência das bolhas na direção vertical a partir de um trilho de bolhas que capturam outras bolhas conduzidas na mesma direção e coalescência na direção horizontal com as bolhas da vizinhança. No caso das partículas B de Geldart (1973), o tamanho médio das bolhas depende somente do tipo de distribuidor, da distância acima da placa distribuidora e do excesso da velocidade de gás acima da requerida pela condição de mínima fluidização.

As bolhas em um leito fluidizado borbulhante podem ser bastante irregulares em forma e podem variar enormemente em tamanho, dificultando-se a determinação do seu diâmetro médio e volume. O volume alcançado pela bolha de gás influencia no cálculo da sua velocidade de ascensão dentro de um leito quiescente, que pode ser determinada experimentalmente mediante a relação proposta por Yasui e Johanson (1958 apud YANG, 2003):

$$u_b = 0,71g^{1/2}V_b^{1/6} \quad (7)$$

onde,  $V_b$  representa o volume de uma bolha de gás.

Em relação ao efeito da temperatura no comportamento de leitos borbulhantes, Kunii e Levenspiel (1991) descrevem as seguintes características com o acréscimo na temperatura: para partículas A de Geldart, há um aumento na frequência de bolhas, uma diminuição significativa no tamanho das bolhas e uma fluidização muito mais suavizada. Para o caso das partículas B de Geldart, o tamanho das bolhas fica constante ou um pouco menor, e há um aumento da região de boa fluidização. Já para partículas D de Geldart, o tamanho das bolhas tende a ficar constante ou um pouco maior. Em um LFB, a superfície do leito torna-se oscilante devido à quebra constante das bolhas. Sendo assim, a altura e a porosidade do leito representam valores médios temporais. Conforme descrito por Kunii e Levenspiel (1991), diante da dinâmica de bolhas do LFB, ocorre a expansão do leito, sendo esta calculada a partir da equação 8, a qual tem como base a manutenção de um valor constante para a queda de pressão do leito expandido a partir da condição de mínima fluidização:

$$L = L_{mf} \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{(1 - \varepsilon)} \quad (8)$$

Xavier, Lewis e Davidson (1978 apud YANG, 2003) empregaram a correlação de coalescência de bolhas de Darton et al. (1977 apud YANG, 2003) para calcular a expansão do leito pela equação 9:

$$L = L_{mf} + \left(\frac{5b}{3}\right) \left[ (L+B)^{0,6} - B^{0,6} \right] - 5b^2 \left[ (L+B)^{0,2} - B^{0,2} \right] + 5b^{2,5} \left\{ \tan^{-1} \left[ \frac{(L+B)^{0,2}}{b^{0,5}} \right] - \tan^{-1} \left[ \frac{B^{0,2}}{b^{0,5}} \right] \right\} \quad (9)$$

sendo,

$$b = 1,917 \frac{(u_o - u_{mf})^{0,8}}{g^{0,4}} \quad \text{e} \quad B = 4\sqrt{1/N_{or}} \quad (10)$$

Em relação à velocidade de mínima fluidização, vários autores apresentaram correlações experimentais obtidas para diversas condições operacionais, conforme Tabela 2. Nesta tabela, o número de Arquimedes é expresso por:

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho (\rho_s - \rho) g}{\mu^2} \quad (11)$$



Tabela 2 – Equações empíricas para o cálculo da velocidade de mínima fluidização

Autor	$\rho_p$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\bar{d}_p$ [µm]	$\phi$	Agente fluidizante	Características da coluna de fluidização			Condições operacionais		$Re_{mf}$	Ar	Equação
					Diâmetro [m]	Altura do leito fixo [m]	Distribuidor	Temperatura [°C]	Pressão [10 <sup>-5</sup> Pa]			
Saxena e Vogel (1977) apud Lin, Wey e You (2002)	1900-2460	650-704	0,73-0,98	ar	0,152	0,91	<i>bubble caps</i>	18-427	1,79-8,34	6,4-102		$Re_{mf} = (25,28^2 + 0,0571Ar)^{1/2} - 25,28$ (12)
Babu, Shah e Talwalkar (1978) apud Lin, Wey e You (2002)	2560-3924	50-2870	0,63-0,74	ar-CO <sub>2</sub> N <sub>2</sub> -H <sub>2</sub> fréon	0,0254-0,3048	0,102-1,27		ambiente	1,013-69,914	0,02-200	15-5x10 <sup>5</sup>	$Re_{mf} = (25,25^2 + 0,0651Ar)^{1/2} - 25,25$ (13)
Richardson e Da St. Jerónimo (1979)					Partículas esféricas e não esféricas							$Re_{mf} = (25,7^2 + 0,0365Ar)^{1/2} - 25,7$ (14)
Thonglimp, Hiquily e Laguerie (1984)	1607-2635-7425	180-950-112,5-2125-225-850	1,0-1,0-1,0	ar	0,050-0,095-0,194-0,434	0,04-0,2-0,1-0,5-0,1-0,4-0,2-0,25	placa perfurada	ambiente	1,013	0,6-180-30-180	5x10 <sup>4</sup> -8x10 <sup>5</sup>	$Re_{mf} = (31,6^2 + 0,0425Ar)^{1/2} - 31,6$ (15)
Lucas et al. (1986) apud Lin, Wey e You (2002)			0,8 < $\phi$ ≤ 1	ar								$Re_{mf} = (29,5^2 + 0,0357Ar)^{1/2} - 29,5$ (16)
			0,5 ≤ $\phi$ < 0,8									$Re_{mf} = (32,1^2 + 0,0571Ar)^{1/2} - 32,1$ (17)
			0,1 < $\phi$ < 0,5									$Re_{mf} = (25,2^2 + 0,0672Ar)^{1/2} - 25,2$ (18)
Tannous, Hemati e Laguerie (1994)	1016-3950	715-7500	0,62-1,0	ar	0,094-0,192-0,435	0,094-0,423	placa perfurada	ambiente	1,013	10,17-737,5	0,14x10 <sup>-5</sup> -180,7x10 <sup>-5</sup>	$Re_{mf} = 0,03Ar^{0,63}$ (19) $Re_{mf} = (25,83^2 + 0,043Ar)^{1/2} - 25,83$ (20)

Fonte: Adaptado de Tannous, Hemati e Laguerie (1994, p. 57).

## 2.3 ALGUNS ESTUDOS SOBRE FLUIDODINÂMICA DO LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE

Muitas pesquisas sobre a caracterização fluidodinâmica dos LFBs têm sido realizadas, envolvendo escoamentos bifásicos partícula-fluido. Alguns dos estudos apresentados nos últimos quinze anos são descritos a seguir.

Lin, Wey e You (2002) estudaram os efeitos de altas temperaturas (700 °C a 900 °C) do leito e da distribuição do tamanho de partícula no valor da velocidade de mínima fluidização. Neste estudo, quatro distribuições de tamanho de partícula de sílica foram empregadas. Os experimentos mostraram que, na faixa de temperatura estudada, a velocidade de mínima fluidização foi menor próximo à temperatura de 800 °C. Os pesquisadores atribuíram o comportamento às mudanças nas propriedades da superfície dos sólidos, que influenciaria na atração e na coesão entre as partículas. A mistura binária e a distribuição uniforme do tamanho de partículas se comportaram de forma semelhante, apresentando maiores velocidades de mínima fluidização quando comparados às distribuições gaussianas e de faixa estreita.

Sathiyamoorthy e Horio (2003) investigaram a uniformidade da fluidização de acordo com a seleção de distribuidores de vários orifícios sob condição ambiente. Os autores confirmaram que a qualidade de fluidização é influenciada pelo tipo de distribuidor utilizado, pela relação de aspecto do leito e pela velocidade do gás na operação. Nessa pesquisa, para leitos de partículas grossas e densas, não houve mudanças significativas na queda de pressão no distribuidor quando comparada à de um leito vazio sob velocidades de fluidização muito acima da velocidade de mínima fluidização. No entanto, para leitos rasos, foi constatado o efeito significativo do tipo de distribuidor, sendo este determinante no valor apropriado da velocidade de fluidização.

Wardag e Larachi (2012) instalaram paredes corrugadas em gabinetes estreitos de LFB gás-sólido, a fim de reduzir o tamanho das bolhas, melhorando, dessa forma, a distribuição de gás e oferecendo uma operação mais estável. Esferas de vidro ( $\rho_p=2500 \text{ kg/m}^3$  e  $\bar{d}_p=1,2\text{mm}$ ) e ar como agente fluidizante foram empregados. O estudo foi conduzido mediante análises da expansão do leito em LFB de parede lisa e (LFBPL) de parede corrugada (LFBPC). Os parâmetros do estudo compreenderam ângulos de ondulação, alturas iniciais de leito em repouso,

e razões entre a velocidade superficial do gás e a velocidade de mínimo borbulhamento. O LFBPC apresentou uma menor taxa de expansão em comparação com o LFBPL, que foi interpretado como resultante de uma combinação de excesso de gás localizado. Além disso, observou-se um aumento na taxa de expansão com o aumento das distâncias entre paredes.

O arraste de partículas de fluido de craqueamento catalítico, para um LFB de 0,60m de diâmetro e 5,5m de altura, foi examinado por Tardin Jr., Goldstein Jr. e Bizzo (2015) em um faixa de velocidade de fluidização de 0,21 a 0,45 m/s. Os resultados deste trabalho mostraram que a taxa de arraste teve uma dependência exponencial decrescente em relação à altura da região acima da superfície do leito e crescente em relação à velocidade superficial do gás.

No trabalho realizado por Perrone e Amelio (2015), a técnica CFD foi implementada para estudar o comportamento do fluxo gás-sólido em LFB. Mais especificamente, o modelo de duas fases foi aplicado juntamente com a teoria cinética de fluxo granular para calcular os perfis de fração volumétrica, a queda de pressão e o perfil do coeficiente de transferência de calor na parede. A areia de densidade  $2500 \text{ kg/m}^3$  e diâmetro médio de  $300 \mu\text{m}$  e ar como agente fluidizante foram utilizados nas simulações. O ar foi simulado a  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  e a  $800 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Das e Datta (2015) modelaram a fluidodinâmica de um gaseificador de carvão em LFB considerando a teoria de duas fases em uma faixa de temperatura de 1000 K a 1200 K. Parâmetros avaliados na fase bolha como diâmetro de bolha, velocidade de bolha e fração de área de bolha cresceram em magnitude com um acréscimo na temperatura de operação do gaseificador, mas diminuíram com o aumento do tamanho de partícula. Já os parâmetros avaliados na fase de emulsão, como velocidade de gás e porosidade, aumentaram com a elevação da temperatura no gaseificador. A velocidade do gás na fase de emulsão aumentou e a porosidade na fase de emulsão decresceu com o aumento do tamanho de partícula. A taxa de transferência de gás entre as fases aumentou com a elevação de temperatura e diminuiu com a redução do tamanho de partícula do leito.

Sette et al. (2015) utilizaram um método para rastreamento magnético 3D de partícula em um leito fluidizado de escala reduzida. O método forneceu um rastreamento contínuo da trajetória da partícula com informações fluidodinâmicas quantitativas, que se aplicam ao estudo de mistura de combustível em processos de leito fluidizado operando em grande escala sob aquecimento. O leito de escala

reduzida com seção transversal de 0,17m x0,17 m foi operado em condição ambiente, sendo pó de bronze o material do leito e, partículas de carvão antracito (combustível), o rastreador. Após o aumento da escala, um leito de seção transversal de 0,85m x0,85 m com cinza ou areia de sílica como material particulado foi operado com ar a 900 °C, usando também carvão antracito como combustível. A aplicação do método representou um avanço significativo em comparação com outros estudos experimentais que são limitados a interpretações qualitativas.

Mais recentemente, Julián, Herguido e Menéndez (2016) implementaram técnicas de análise de imagem digital, um modelo fenomenológico de fluxo em contracorrente e simulações de modelo de duas fases para avaliar o efeito de escala na fluidodinâmica das duas seções de reatores de leito fluidizado de duas zonas, tais como características de bolha, mistura axial de sólidos e o fenômeno da defluidização. Partículas de fósforo ( $\bar{d}_p=214 \mu\text{m}$ ,  $\rho_{bulk}=1,5 \text{ g/cm}^3$ ,  $u_{mf}=11,0 \text{ cm/s}$ ) e uma faixa de fluidização envolvendo a razão da velocidade superficial do gás pela velocidade de mínima fluidização de  $1,5 < u_o/u_{mf} < 3,0$  para o ar foram empregados no estudo.

## 2.4 MONITORAMENTO DA FLUIDODINÂMICA DO LFB MEDIANTE LEITURAS DE FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO

O estudo das flutuações de pressão em sistemas de leito fluidizado tem ganho destaque nos últimos anos, mostrando potencial para o monitoramento e o controle eficiente de regimes fluidodinâmicos ou das características da fluidização em diversos processos envolvendo operações gás-sólido.

### 2.4.1 Métodos e Técnicas

Estudos já realizados têm mostrado que as flutuações de pressão presentes na região do leito, típicas durante a operação de sistemas fluidizados, é afetada pelo diâmetro da coluna de fluidização, pelo tamanho das partículas, pelo tipo de placa distribuidora, pela localização das tomadas de pressão no leito, pela altura ou inventário do leito fixo e pela velocidade superficial do gás (VAN DER SCHAAF,

SCOUTEN e VAN DEN BLEEK, 1999 apud VAN OMMEN, 2011; SASIC, LECKNER e JOHNSON, 2007; VAN OMMEN et al., 2011).

As pesquisas indicam que uma descrição quantitativa de regimes fluidodinâmicos pode ser obtida a partir da análise de séries temporais da flutuação de sinais de pressão no leito fluidizado (JOHNSON et al., 2000). A análise de séries temporais que opera no domínio do tempo, estuda o desvio padrão e a variância da amplitude do sinal. Por outro lado, a análise de séries temporais, que opera no domínio da frequência, utiliza a Transformada de Fourier. Já, a análise de séries temporais caóticas envolve o estudo de séries temporais não lineares.

A Tabela 3 mostra um resumo da análise das séries temporais utilizadas no estudo de flutuações de pressão em leitos fluidizados.

**Tabela 3 - Resumo da análise das séries de tempo com respeito à aplicação e requisitos para o estudo da fluidodinâmica de leitos fluidizados**

Método	Critério para identificação do regime	Número de dados requeridos de amostras, frequência de amostragem	Informação provida com os resultados	Desvantagens
<b>Domínio do tempo (amplitude)</b>	Velocidades transientes baseadas na variação da amplitude	1200, 20 Hz	Perfil de queda de pressão vertical	Medida indireta da dinâmica
<b>Domínio de frequência</b>	Variação na distribuição de frequência	> 16 x 1024, 20 Hz	Número do espectro médio, perfil da queda de pressão vertical	Interpretação do espectro de potência é um pouco subjetiva
<b>Estado-espço (caos)</b>	Variação em $K_{ML}$ e/ou $D_{ML}$	65536 $\approx$ 100 vezes $f_c$ , normalmente 100 – 600 Hz	Perfil da queda de pressão vertical	Ainda em desenvolvimento, sem pacotes de programas padrões disponíveis

Fonte: JOHNSON et al. (2000, p. 708).

O objetivo da análise espectral rege as exigências impostas na amostragem de dados. Segundo van Ommen et al. (2011), para determinar as frequências dominantes, a amostragem com 20 Hz é considerada suficiente, uma vez que o maior conteúdo de frequência do leito fluidizado é tipicamente inferior a 10 Hz. A extensão da gama de frequências para além das correspondentes à dinâmica das bolhas, no entanto, requer frequências de amostragem mais elevadas.

### 2.4.2 Estudos com Análise de Flutuação de Pressão em Leitos Fluidizados

Puncochar et al. (1985) sugeriram uma metodologia capaz de determinar a velocidade de mínima fluidização ( $u_{mf}$ ) mediante a técnica de medição de flutuações de pressão. A técnica mencionada é fundamentada na avaliação da velocidade superficial do gás com o desvio padrão da flutuação de pressão ( $\sigma_{pressão}$ ). Segundo Puncochar et al. (1985), a relação entre  $u_o$  e  $\sigma_{pressão}$  pode ser estabelecida como linear para  $u_o < 2,5 u_{mf}$  e  $Re_p < 30$ , seguindo a expressão:

$$\sigma_{pressão} = a + b u_o \quad (21)$$

Quando  $\sigma_{pressão} = 0$ , a velocidade de mínima fluidização pode ser obtida, conforme a equação,

$$u_{mf} = -\frac{a}{b} \quad (22)$$

Wilkinson (1995) verificou a viabilidade de utilizar a tomada de pressão no *plenum* para proceder às medições de flutuação de pressão. Em comparação com medidas realizadas acima da placa distribuidora, o local do *plenum* se mostrou mais adequado, evitando interferências pela obstrução da tomada de pressão com a presença de sólidos particulados do leito fluidizado.

Bai, Grace e Zhu (1999), através da análise de flutuação de pressão, caracterizaram o comportamento fluidodinâmico de um leito fluidizado gás-sólido. Os pesquisadores verificaram que os sinais das flutuações de pressão podem ser usados para identificar o comportamento do escoamento de diferentes partículas de Geldart (1973). Leitos com partículas dos grupos A e B apresentaram flutuações de pressão de escalas e picos de frequência dominante relativamente altos em função da movimentação das bolhas dentro da coluna de fluidização. Já leitos com partículas do grupo C apresentaram flutuações de pressão sumariamente menores devido à deficiência na formação de bolhas.

A análise de flutuação de pressão tem sido amplamente empregada como uma forma eficiente de estimar o tamanho de bolhas em leitos fluidizados. O método de decomposição dos dados espectrais, desenvolvido por van der Schaaf et al. (2002), mostra aplicabilidade nesse sentido, haja vista que a amplitude de pressão devido a uma bolha de gás crescente é proporcional ao diâmetro da bolha de gás.

Parise, Kurka e Taranto (2009) fizeram o ajuste do espectro de potência com uma curva gaussiana, conseguindo detectar a defluidização do leito sob variações na média e no desvio padrão das flutuações de pressão.

Zi et al. (2016) investigaram o comportamento instável da circulação de sólidos em um leito fluidizado circulante (LFC) com retorno de curva de varredura monitorando flutuações de pressão. As flutuações de pressão na parte superior e inferior do *riser* e *downer* foram processadas usando a técnica da Transformada de Fourier Rápida (FFT) para extrair a frequência dominante e sua amplitude para quantificar os efeitos da velocidade do gás de entrada do *riser*, abertura da válvula e inventário do leito na operação da unidade.

Chen et al. (2016) analisaram séries de flutuações de pressão diferencial medidas em um leito fluidizado gás-sólido, as quais foram decompostas de acordo com a amplitude e escala de tempo de flutuações por abordagem de resolução direta. O leito fluidizado foi operado principalmente em regimes de fluidização borbulhante, pistonado e turbulento à temperatura e pressão ambientes, com partículas do processo FCC (craqueamento catalítico fluido) como material do leito e ar como gás fluidizante. A resolução direta facilitou a identificação precisa de estruturas de macroescala e mesoescala com base em sinais de pressão diferencial e evitou a sobrecomposição do sinal original geralmente existente na transformada *wavelet*. A distribuição de pseudo-probabilidade de estruturas foi distribuída por curva gaussiana dentro de um certo alcance em torno da amplitude de flutuação média, sendo esta combinada com o teste de Kolmogorov-Smirnov para que regiões de características dinâmicas de macroescala e mesoescala pudessem ser identificadas.

A partir de simulações numéricas baseadas no modelo de Euler-Euler de duas fases, Zhang et al. (2016) concluíram que a flutuação de pressão local está relacionada com o tamanho e forma das bolhas, sendo também afetada pelo diâmetro do leito e pelo fenômeno de coalescência.

Mais recentemente, Ziaei-Halimejani, Zarghami e Mostoufi (2017) investigaram a fluidodinâmica do leito fluidizado gás-sólido através da análise de suas flutuações de pressão usando a análise de quantificação de recorrência cruzada (AQRC). Primeiro, o AQRC foi aplicado a vários sistemas dinâmicos bem conhecidos e os resultados demonstraram que foi um método poderoso para detectar semelhanças entre sinais não-lineares. Em seguida, mostrou-se que as

estruturas dentro do gráfico de recorrência cruzada de flutuações de pressão de um leito fluidizado variaram tanto com a velocidade superficial do gás quanto com o tamanho da partícula. Os autores verificaram que o determinismo e a taxa de recorrência cruzada de dados não normalizados inicialmente diminuíram e depois aumentaram com o aumento da velocidade do gás. Quando o sinal foi inicialmente normalizado, o determinismo e a entropia não mudaram com a velocidade superficial do gás enquanto a taxa de recorrência cruzada foi sensível às mudanças na velocidade superficial do gás. Ziaei-Halimejani, Zarghami e Mostoufi (2017) concluíram que a entropia pode ser usada para detectar mudanças de tamanho de partícula e, se for escolhido um estado de referência adequado, a entropia pode ser um indicador relevante para detectar mudanças no tamanho das partículas em um leito fluidizado.

## 2.5 TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE

Nesta seção descrevem-se os fundamentos da transferência de calor em leito fluidizado borbulhante e apresentam-se alguns resultados de pesquisas prévias realizadas à cerca do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede.

### 2.5.1 Fundamentos e Estudos dos Mecanismos de Transferência de Calor em Leito Fluidizado Borbulhante

Em sistemas de leito fluidizado, os mecanismos de condução, convecção e radiação estão necessariamente relacionados às fases gasosa e particulada. A Figura 4 esquematiza a transferência de calor por condução-convecção da partícula, por convecção do gás através da fase dispersa (gás com baixa concentração de partículas) e por radiação térmica da fase dispersa e do aglomerado (pacotes de emulsão).

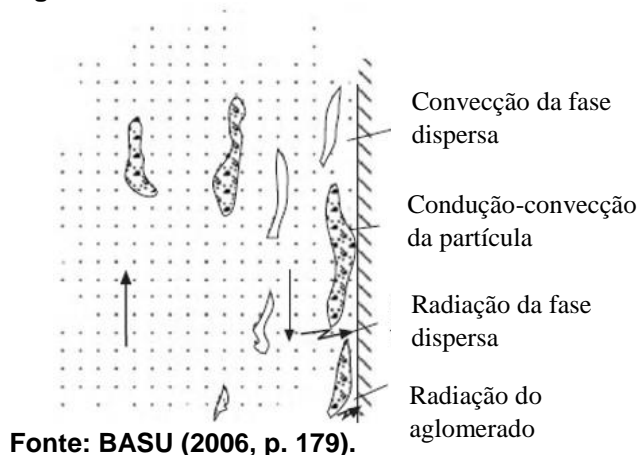
O coeficiente de transferência de calor suspensão-parede ( $h$ ) em LFBs pode ser estimado pela soma das respectivas parcelas contribuintes, como indicado na equação 23:

$$h \approx h_{pc} + h_{gc} + h_r \quad (23)$$



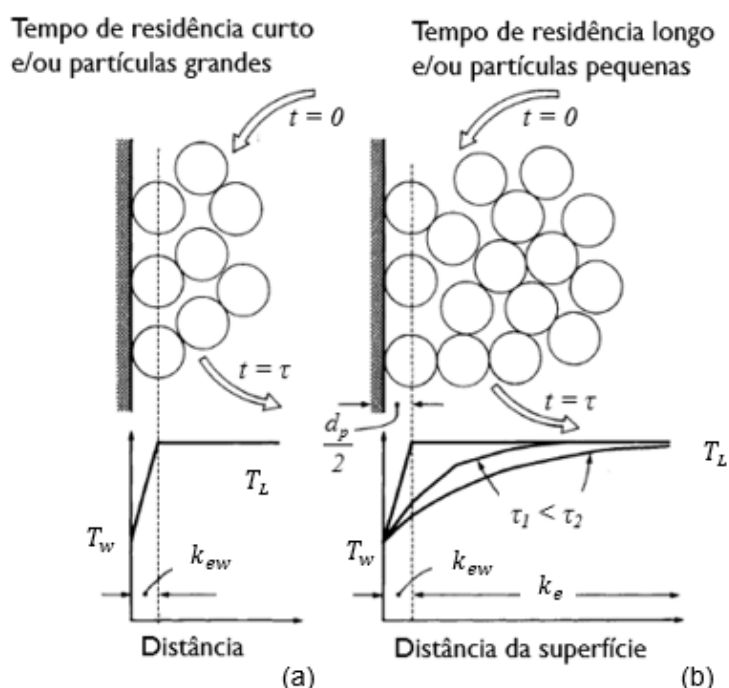
na qual,  $h_{pc}$  é o coeficiente de transferência de calor partícula-convectiva,  $h_{gc}$  é o coeficiente de transferência de calor gás-convectivo e  $h_r$  é coeficiente de transferência de calor por radiação térmica.

**Figura 4 – Mecanismos de transferência de calor em LFBs**



O modo de transferência de calor por condução-convecção da partícula em LFBs é ilustrado na Figura 5, onde o tempo de contato da partícula com a superfície de troca térmica representa o parâmetro dominante.

**Figura 5 – Transferência de calor de um pacote de emulsão para uma superfície de transferência de calor: (a) para  $d_p$  grande e tempo de contato curto  $\tau$ ; (b) para  $d_p$  pequeno e longo  $\tau$**

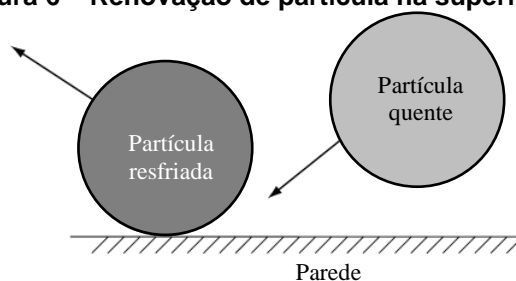


Fonte: KUNII e LEVENSPIEL (1991, p. 327).

Na Figura 5a, para  $d_p$  grande e tempo de contato curto ( $\tau$ ), a condição imposta pela temperatura da superfície ( $T_w$ ) é somente sentida pela primeira camada de partículas. Já na Figura 5b, para  $d_p$  pequeno e longo  $\tau$ , a condição de temperatura na superfície é sentida por muitas camadas dentro do pacote de emulsão.

Como as partículas no leito fluidizado estão em constante movimento e renovação de seu contato com a superfície de transferência de calor (Figura 6), o efeito convectivo atribuído à partícula fica evidente.

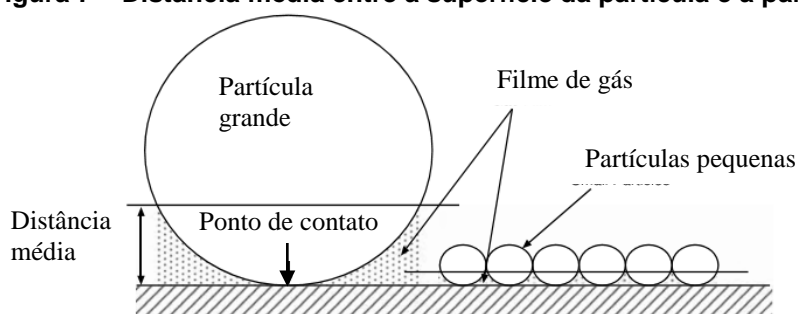
**Figura 6 – Renovação de partícula na superfície de um LFB**



Fonte: BASU (2006, p. 191).

A Figura 7 complementa a explicação do efeito da variável  $d_p$  na transferência de calor numa superfície. Partículas com  $d_p$  grande, quando em contato com a superfície, apresentam um filme de gás espesso na vizinhança próxima ao contato partícula-parede, conforme a distância média do ponto de contato. Já as partículas com  $d_p$  pequeno, quando em contato com a superfície, revelam um filme de gás fino na vizinhança próxima ao contato partícula-parede.

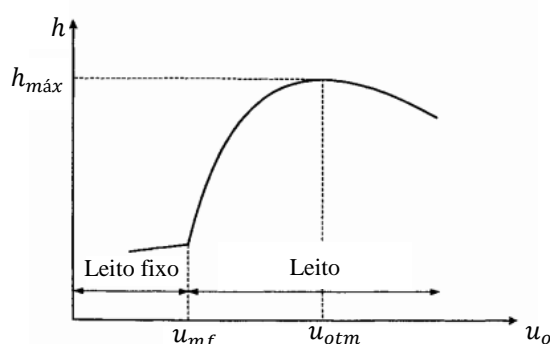
**Figura 7 – Distância média entre a superfície da partícula e a parede do LFB**



Fonte: BASU (2006, p. 180).

De acordo com Rohsenow, Hartnett e Cho (1998), o coeficiente de transferência de calor ( $h$ ) aumenta abruptamente quando a velocidade do gás excede a velocidade de mínima fluidização ( $u_{mf}$ ), atingindo um valor máximo dentro de uma faixa de velocidade do gás (Gráfico 3) e que varia com o tamanho de partícula. Adicionalmente, o valor deste coeficiente é várias vezes maior do que o obtido por convecção de gás monofásico a velocidades similares do gás fluidizante e diminui com o aumento do tamanho das partículas do leito.

**Gráfico 3 – Dependência do coeficiente de transferência de calor com a velocidade superficial do gás em sistemas de fluidização de fase densa**



Fonte: ROHSENOW, HARTNETT e CHO (1998, p. 13.16).

Em relação aos estudos dos fenômenos de transferência de calor em LFB, Chandran e Chen (1982 apud CHEN, 2003), demonstraram a variação transiente da concentração de partículas nos lados de um tubo horizontal imerso em um leito fluidizado composto por esferas de vidro ( $\bar{d}_p = 245 \mu\text{m}$ ), operando a velocidade superficial do ar de 0,63 m/s ( $u_o = 12u_{mf}$ ). Os autores observaram que a concentração de partículas na superfície do tubo imerso é altamente dinâmica, e que varia drasticamente ao longo do tempo, com alternância permanente de fase bolha e fase densa de partículas. Tais evidências de contatos transientes dão suporte ao modelo de renovação de superfície, onde o coeficiente de transferência de calor médio no tempo ( $h$ ) tem contribuições proporcionais do coeficiente de fase bolha ( $h_b$ ) e do coeficiente de fase densa ( $h_{pac}$ ).

Na mesma época, os estudos de Martin (1981 apud CHEN, 2003) e Martin (1984<sup>a, b</sup>), propuseram uma analogia entre o movimento da partícula em leito fluidizado e o movimento aleatório das moléculas gasosas. Utilizando a teoria cinética dos gases, Martin (1984<sup>a</sup>) desenvolveu um modelo com apenas um parâmetro empírico para prever coeficientes de transferência de calor. Bons

resultados foram relatados quando o modelo foi comparado com os dados experimentais a partir de várias fontes (Martin, 1984<sup>b</sup>). Apesar deste sucesso, a analogia da teoria cinética foi contestada por pesquisadores que observaram que a natureza da alternância de contatos entre emulsão de partículas e bolhas de gás em leitos fluidizados é qualitativamente diferente do que o de contato por partículas em movimento aleatório.

O modelo sugerido por Molerus e Schweinzer (1989 apud CHEN, 2003) considera a convecção de gás através da matriz de partículas na vizinhança da superfície de transferência de calor. Este modelo resultou em uma correlação adimensional para o número de Nusselt em termos do número de Arquimedes e o número de Prandtl do fluido, a velocidades acima da  $u_{mf}$ . Na época, essa correlação foi limitada a partículas grandes, isto é, grupo D de Geldart. Posteriormente, Lu, Flamant e Snabre (1993), mostraram que a maioria dos desvios entre os resultados previstos pelo modelo e os dados experimentais são menores que 25%, o que indica que o modelo teórico para predição da transferência de calor pode ser usado também para partículas do grupo B.

Em relação aos estudos do mecanismo de transferência de calor por radiação, Yoshida, Ueno e Kunii (1974), mostraram que, sob algumas condições, a contribuição radiativa da fase bolha pode ser negligenciada na transferência de calor de um leito fluidizado para uma superfície imersa. Especificamente, os pesquisadores sugeriram negligenciar o efeito radiativo da fase bolha em temperaturas menores que 1300 °C, onde a contribuição da fase fica abaixo de 5%.

Esses resultados contrastam com os apresentados por Flamant e Menigault (1986), que, ao comparar resultados teóricos e experimentais de seus estudos, encontraram que a contribuição radiativa da fase bolha à temperatura de 900 °C é significativa, variando de 5% a 9% para as condições testadas. Neste estudo, a transferência de calor por radiação tornou-se significativa a temperaturas superiores a 700 °C, aumentando com o diâmetro de partícula do leito.

### 2.5.2 Pesquisas Prévias sobre a Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor Suspensão-Parede

Até onde se tem conhecimento, os primeiros experimentos para a determinação do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede foram

publicados por Logwinuk (1948 apud van HEERDEN; NOBEL; van KREVELEN, 1951), Leva, Weintraub e Grummer (1949 apud van HEERDEN; NOBEL; van KREVELEN, 1951) e Mickley e Trilling (1949 apud van HEERDEN; NOBEL; van KREVELEN, 1951).

Logwinuk (1948 apud van HEERDEN; NOBEL; van KREVELEN, 1951), que mediu a transferência de calor para um tubo resfriado por água posicionado axialmente dentro de um leito, sugeriu uma correlação para os resultados de seus experimentos realizados com partículas de óxido de alumínio, carboneto de silício, sílica gel e dióxido de silício de quatro tamanhos, fluidizadas com ar, dióxido de carbono e hélio. A correlação sugerida é representada pela equação 24:

$$h = \frac{8800 G_s^{0,32} k_s^{0,072} k^{2,4}}{d_p^{0,96} c_{p,s}^{1,6} \mu^{0,8}} \quad (24)$$

sendo que,  $h$  é o coeficiente de transferência de calor convectivo;  $G_s$  é o fluxo mássico do gás fluidizante;  $k_s$  é a condutividade térmica do sólido particulado;  $k$  é a condutividade térmica do gás;  $d_p$  é o diâmetro das partículas;  $c_{p,s}$  é o calor específico das partículas e  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do gás.

Leva, Weintraub e Grummer (1949 apud van HEERDEN; NOBEL; van KREVELEN, 1951) estudaram a transferência de calor para a parede cilíndrica do leito utilizando vários tipos de areia e um catalisador de ferro, e ar, hélio e dióxido de carbono como agentes fluidizantes. A correlação encontrada para o coeficiente de transferência de calor é apresentada na equação 25:

$$h = 0,95 c_{p,s} G_s^{1,15} \quad (25)$$

No mesmo ano, Mickley e Trilling (1949 apud van HEERDEN; NOBEL; van KREVELEN, 1951) reportaram um estudo usando esferas de vidro de vários diâmetros com ar como meio de fluidização. Foi estudada a influência da velocidade do gás e o tamanho de partícula. Os autores correlacionaram seus resultados mediante duas equações, uma aplicada à transferência de calor para a parede cilíndrica (equação 26) e a outra à transferência de calor para o tubo posicionado axialmente dentro do leito (equação 27):

$$h = 0,072 \left( \frac{\rho G_s}{d_p^3} \right)^{0,263} \quad (26)$$

$$h = 0,028 \left( \frac{\rho^2}{d_p^3} \right)^{0,238} \quad (27)$$

Posteriormente, em um aparato de pequena escala, van Heerden, Nobel e van Krevelen (1951) mediram o coeficiente de transferência de calor em um leito fluidizado para uma parede cilíndrica sob várias condições operacionais. Os sólidos usados foram amostras de misturas de diferentes tamanhos de carboneto de silício, óxido de ferro ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), coque, chumbo, liga de Devarda e cinzas volantes. Os gases usados foram ar, misturas de nitrogênio e hidrogênio, dióxido de carbono, argônio, gás de rua e metano. A correlação dos resultados medidos incluiu números adimensionais relevantes no valor do coeficiente de transferência de calor. A taxa de gás foi caracterizada pelo fluxo mássico reduzido  $G_s/G_{s,0}$ , onde  $G_{s,0}$  é o fluxo mássico do gás na fluidização incipiente. Uma correlação baseada nessa variável demonstrou ser bem-sucedida para  $\text{Re}_p < 5$ , sendo representada pela equação 28:

$$\frac{\text{Nu}}{\text{Pr}^{0,5}} \frac{1}{\text{Ar}^{0,45}} \left( \frac{\rho_{L\epsilon m}}{\rho} \right)^{0,18} \left( \frac{\rho c_{p,g}}{\rho_{L\epsilon m} c_{p,s}} \right)^{0,36} = \text{Ar} \left( G_s / G_{s,0} \right) \quad (28)$$

sendo que,  $\rho_{L\epsilon m}$  é a densidade do leito em porosidade máxima.

No estudo realizado por Chandran, Chen e Staub (1980 apud CHEN, 2003) foram relatadas variações de até 500% no valor de  $h$  em diferentes posições na superfície do tubo, para uma dada condição de operação, como consequência da variação do gradiente de temperatura na coordenada radial ao longo da superfície cilíndrica que fica exposta para transferência de calor.

Flamant e Menigault (1986) relacionaram valores típicos de  $h_{global}$  em função de  $T_L$ , para partículas de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (óxido de alumínio - alumina) e SiC (carboneto de silício), ambas de 280  $\mu\text{m}$ . Usando as partículas de alumina, o crescimento do coeficiente global de transferência de calor com a temperatura do leito apresentou comportamento não-linear a uma temperatura maior que 700°C, chegando a aumentar em 60% quando a temperatura do leito foi incrementada de 500°C para 900°C. Usando-se as partículas de carboneto de silício, uma relação linear foi

observada e um crescimento de 40% foi constatado no mesmo intervalo de temperatura.

Mais recentemente, Rasouli, Golriz e Hamidi (2005) realizaram experiências em um leito fluidizado borbulhante para investigar o efeito de aletas anulares de espessura constante sobre a transferência de calor. As medições do coeficiente de transferência de calor local médio em estado estacionário foram feitas pela técnica de simulação térmica local, em um LFB a frio (90 mm de diâmetro e 260 mm de altura) com um tubo horizontal imerso inicialmente sem aleta e, em seguida, com três aletas anulares fixas de espessura constante. Areia de sílica de diâmetro médio de partícula de 307  $\mu\text{m}$  e 200  $\mu\text{m}$  foram utilizadas como os materiais do leito. A velocidade superficial do ar variou de condições de fluidização mínima ( $u_{mf}$ ) a aproximadamente  $3u_{mf}$ . Os resultados indicaram que, embora o coeficiente de transferência de calor diminuiu com a utilização de aletas, a transferência total de calor aumenta como um resultado da maior área superficial de troca térmica. O aumento do diâmetro de partícula reduziu o coeficiente de transferência de calor não só para o tubo horizontal sem aletas, mas também para o tubo horizontal com aletas anulares nas mesmas condições de leito fluidizado. Com base nos dados experimentais, correlações foram propostas para prever o coeficiente de transferência de calor do leito fluidizado para tubos imersos horizontalmente com e sem aletas. A seguinte correlação foi sugerida para o cálculo posterior do coeficiente de transferência de calor médio de um tubo sem aleta imerso horizontalmente no leito:

$$\text{Nu}_{UF} = 1,754 \text{Re}_p^{0,556} \text{Pr}^{0,3} \quad (29)$$

Para o caso de um tubo com aletas circulares imerso horizontalmente no leito foi proposta a relação da equação 30:

$$\text{Nu}_F = 1,475 \text{Re}_p^{0,404} \text{Pr}^{0,3} \quad (30)$$

Zhang e Koksai (2006) realizaram medições de transferência de calor suspensão-parede e de pressão em LFB pulsado de diâmetro interno de 0,17 m com esferas de vidro e partículas de areia de sílica, cujos diâmetros médios variavam de 37  $\mu\text{m}$  a 700  $\mu\text{m}$  para investigar os efeitos do fluxo pulsado na transferência de calor e na fluidodinâmica do leito. Uma válvula solenoide foi utilizada para fornecer ar pulsado para o leito de 1 Hz a 10 Hz. Para as partículas B e A de Geldart, a alta frequência de pulsação (7 Hz e 10 Hz) aumentou a transferência de calor em comparação com o fluxo contínuo e diminuiu com a velocidade superficial do gás e

tamanho da partícula. Para as partículas B de Geldart, o efeito de pulsação na transferência de calor cessa em torno de  $u_o/u_{mf} = 3,5$ , enquanto que uma melhoria de 24% no coeficiente de transferência de calor foi obtida para partículas de esferas de vidro de 60  $\mu\text{m}$  (Grupo A) com velocidades superficiais do gás elevadas ( $u_o/u_{mf}=27$ ). Além disso, no leito fixo ( $u_o/u_{mf} < 1$ ) a pulsação de 1 Hz se mostrou muito eficaz para partículas B de Geldart, resultando em um aumento de duas a três vezes no coeficiente de transferência de calor quando comparado com o fluxo contínuo com a mesma velocidade superficial do gás. Zhang e Koksai (2006) observaram que o fluxo pulsado perde o seu efeito na transferência de calor com o aumento da altura estática do leito.

Yusuf, Halvorsen e Melaaen (2012), através de análise numérica do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede pela abordagem Euleriana-Euleriana revelaram que a condutividade térmica da fase sólida ( $k_s$ ) perto da parede representa uma contribuição significativa para a previsão realista do coeficiente de transferência de calor. Os autores encontraram que o coeficiente de transferência de calor diminui com o aumento do tamanho das partículas, tanto nas previsões numéricas quanto nas medições. Este resultado foi explicado pelo aumento da resistência do filme de gás para partículas maiores na vizinhança da parede. No entanto, os coeficientes de transferência de calor simulados foram superestimados em comparação com os valores medidos nos experimentos.

A revisão da literatura anteriormente apresentada mostra que o estudo da transferência de calor em leitos fluidizados tem ganhado grandes importantes contribuições ao longo dos anos. A prática experimental, as simulações numéricas e as correlações de predição para o coeficiente de transferência de calor vêm sendo aprimoradas, a fim de avaliar de forma mais realista o fenômeno da transferência de calor em leitos fluidizados.



### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são descritos os materiais, métodos e procedimentos requeridos para a realização da pesquisa. Portanto, são apresentadas as características e propriedades das partículas do leito, o procedimento adotado para o projeto e o dimensionamento do sistema de leito borbulhante com trocador de calor, a descrição do sistema experimental e a metodologia referente à avaliação dos parâmetros de rendimento do trocador de calor nas condições operacionais de interesse.

#### 3.1 MATERIAL DO LEITO

As partículas do leito utilizadas neste trabalho correspondem às de areia quartzosa, fornecida em embalagens de 30 kg e classificadas em duas faixas de tamanho de partícula. A areia de menor tamanho compreende partículas na faixa de 177  $\mu\text{m}$  a 210  $\mu\text{m}$  ( $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$ ) e, a de maior tamanho, na faixa de 297  $\mu\text{m}$  a 420  $\mu\text{m}$  ( $\bar{d}_p = 359 \mu\text{m}$ ). A areia é fornecida com alto grau de pureza, não precisando de quaisquer tratamentos preliminares antes do seu uso.

A esfericidade dos sólidos alimentados ao sistema foi determinada utilizando a técnica de Peçanha e Massarani (1986) com auxílio de um microscópio ótico, modelo Olympus BX 60 com resolução 1000x, disponível nas dependências do Laboratório de Metalografia da Universidade Tecnológica Federal do Paraná/Câmpus Ponta Grossa. As amostras, contendo aproximadamente 30 partículas, foram fotografadas com a câmera Evolution<sup>®</sup> LC Color, que é acoplada ao microscópio, em imagens 50x e 100x, aumentadas e processadas pelo programa AnalySIS<sup>®</sup>.

Por último, a densidade aparente foi determinada mediante ensaios de picnometria líquida, utilizando um picnômetro de 25 mL, um termômetro de mercúrio e uma balança semi-analítica. As propriedades das partículas do leito estão resumidas na Tabela 4.

**Tabela 4 - Propriedades das partículas do leito**

Partícula	Faixa granulométrica	Diâmetro Sauter	Densidade	Esfericidade
1	177µm - 210 µm	194 µm	2559	0,69
2	297µm - 420 µm	359 µm		

Fonte: Autoria própria.

### 3.2 PROJETO DO SISTEMA DE LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE COM TROCADOR DE CALOR

O projeto deste sistema envolve uma coluna de fluidização gás-sólido (meio quente), uma placa perfurada (distribuidor do ar de fluidização), e um trocador de calor encamisado (jaqueta d'água e meio frio). O procedimento do dimensionamento do aparato experimental e a especificação das suas condições operacionais são descritos a seguir.

#### 3.2.1 Dimensionamento do Sistema Experimental

O dispositivo dimensionado consiste de um trocador de calor do tipo jaqueta, posicionado ao redor da parede externa de uma coluna de LFB. Partindo de uma geometria cilíndrica pré-estabelecida e alguns parâmetros operacionais do LFB, os cálculos seguem o procedimento apresentado por Kunii e Levenspiel (1991), sendo implementado na plataforma computacional do programa Engineering Equation Solver - EES® (Apêndice A).

Inicialmente, a velocidade terminal das partículas foi determinada conforme a equação 31:

$$u_t = \frac{Re_p \mu}{d_p \rho} \quad (31)$$

sendo que  $Re_p$  é o número de Reynolds da partícula,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do ar,  $d_p$  é o diâmetro da partícula e  $\rho$  é a massa específica do ar.

O número de Reynolds da partícula na equação 31 foi calculado pela equação 32, a qual usa valores da esfericidade do sólido, conforme Tabela 5, apresentada por Massarani (1984):

$$C_D Re_p^2 = \frac{4 d_p^3 \rho g (\rho_s - \rho)}{3 \mu^2} \quad (32)$$

sendo que  $C_D$  é o coeficiente de arraste,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $\rho_s$  é a densidade da partícula.

Procede-se a uma interpolação dupla entre as colunas de esfericidade e entre os valores de  $\log_{10}(C_D Re_p^2)$ , a fim de se encontrar a quantidade  $\log_{10}(Re_p)$ , e na sequência, o valor correspondente de  $Re_p$ .

**Tabela 5 - Valores de  $\log_{10}(C_D Re_p^2)$  x  $\log_{10}(Re_p)$**

$\log_{10}(Re_p)$	$\log_{10}(C_D Re_p^2)$				
	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$	$\emptyset$
	1	0,9	0,8	0,7	0,6
-2,000	-0,620	-0,604	-0,583	-0,559	-0,530
-1,523	-0,155	-0,126	-0,106	-0,082	-0,053
-1,301	0,079	0,097	0,117	0,140	0,167
-1,000	0,380	0,407	0,431	0,465	0,494
-0,523	0,857	0,879	0,908	0,937	0,967
-0,301	1,093	1,117	1,146	1,176	1,204
0,000	1,423	1,447	1,477	1,502	1,525
0,477	1,971	1,996	2,025	2,053	2,079
0,699	2,238	2,274	2,301	2,338	2,371
1,000	2,613	2,635	2,703	2,740	2,771
1,477	3,255	3,316	3,369	3,425	3,476
1,699	3,574	3,616	3,677	3,762	3,804
2,000	4,029	4,079	4,173	4,290	4,431
2,477	4,767	4,841	4,975	5,155	5,369
2,699	5,140	5,262	5,407	5,580	5,775
3,000	5,663	5,898	6,076	6,279	6,377
3,477	6,556	6,917	7,104	7,230	7,330
3,699	6,984	7,362	7,548	7,679	7,775
4,000	7,607	7,963	8,149	8,276	8,377

Fonte: MASSARANI (1984).

A queda de pressão gravitacional no leito por unidade de comprimento sob regime de mínima fluidização foi calculada pela equação 33:

$$\frac{\Delta P_L}{L_{mf}} = (1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho)g \quad (33)$$

sendo que  $\varepsilon_{mf}$  é a porosidade de mínima fluidização do leito e  $L_{mf}$  é a altura de mínima fluidização do leito.

Por outro lado, a velocidade de mínima fluidização foi determinada pela equação 34:

$$u_{mf} = \frac{d_p^2 (\rho_s - \rho) g}{150 \mu} \varepsilon_{mf}^3 \left[ \frac{\phi_p^2}{1 - \varepsilon_{mf}} \right] \quad \forall \quad \text{Re}_{p,mf} < 20 \quad (34)$$

onde  $\phi_p$  é a esfericidade da partícula e  $\text{Re}_{p,mf}$  é o número de Reynolds da partícula em relação à condição de mínima fluidização.

O sistema experimental de leito fluidizado borbulhante foi definido para uso de partículas do grupo B de Geldart. Em geral, estas partículas têm um diâmetro entre 40  $\mu\text{m}$  e 500  $\mu\text{m}$  e uma densidade entre 1400  $\text{kg/m}^3$  a 4500  $\text{kg/m}^3$  (HOWARD, 1989). Conforme descrito por Basu (2006), as partículas pertencentes a esse grupo fluidizam bem, com as bolhas aparecendo assim que a velocidade de mínima fluidização é alcançada. Desta maneira, a velocidade de mínima fluidização é assumida igual à velocidade de mínimo borbulhamento:

$$u_{mf} = u_{mb} \quad (35)$$

Na prática, para a obtenção de uma fluidização borbulhante plena, com alto rendimento na transferência de calor e sem riscos de ocorrência de defluidização, trabalhos da literatura, tais como o de Abid, Ali e Alzubaidi (2011), sugerem o uso de uma velocidade superficial do gás igual a quatro vezes a velocidade de mínima fluidização, uma vez que, nesta relação de velocidades, podem ser obtidos maiores coeficientes de transferência de calor. Dessa maneira:

$$u_o = 4 u_{mf} \quad (36)$$

Com a correlação de Perales et al. (1991 apud BASU, 2006), a velocidade de transporte da partícula é calculada como parâmetro de controle, a fim de evitar perda de material por arraste da coluna de fluidização:

$$u_{tr} = \frac{1,45 \mu \text{Ar}^{0,484}}{\rho d_p} \quad (37)$$

sendo que,  $20 < \text{Ar} < 50000$ .

Um parâmetro importante no dimensionamento é a determinação do tamanho das bolhas, que conseqüentemente, irá interferir na expansão do leito. As equações relacionadas para a expansão do leito são apresentadas nas equações 38 a 44, sendo, o diâmetro efetivo de bolha:

$$d_b = 0,853 \left[ 1 + 0,272 \left( u_o - u_{mf} \right) \right]^{1/3} (1 + 0,0684z)^{1,21} \quad (38)$$

onde  $z$  é a altura da bolha relativa ao distribuidor.

O diâmetro máximo de bolha:

$$d_{bm} = 0,65 \left[ \frac{\pi}{4} d_i^2 (u_o - u_{mf}) \right]^{0,4} \quad (39)$$

O diâmetro de bolha imediatamente acima do distribuidor:

$$d_{b0} = d_{bm} - \left( \frac{d_{bm} - d_b}{e^{-0,3z/d_L}} \right) \quad (40)$$

onde  $d_L$  é o diâmetro interno do leito.

A velocidade de deslizamento de bolha na fase de emulsão:

$$u_{br} = 0,711 \sqrt{g d_b} \quad (41)$$

A velocidade de bolha através do leito:

$$u_b = u_o - u_{mf} + u_{br} \quad (42)$$

A altura do leito fluidizado operando à  $u_o$ :

$$L = \frac{L_{mf}}{1 - \left( \frac{u_o - u_{mf}}{u_b} \right)} \quad (43)$$

Segundo Kunii e Levenspiel (1991), a porosidade do leito à  $u_o$  é calculada pela equação 46:

$$\varepsilon_{uo} = 1 - \frac{L_{mf} (1 - \varepsilon_{mf})}{L} \quad (44)$$

Para determinar a TDH (altura crítica de arraste), a correlação empírica proposta por Horio (1980 apud KUNNI; LEVENSPIEL, 1991) foi utilizada. Esta correlação, representada pela equação 45, foi escolhida pela sua aplicabilidade em uma ampla faixa de tamanho de partículas:

$$TDH = 4,47 \sqrt{D_e} \quad (45)$$

na qual, o diâmetro equivalente de bolha a partir da condição de mínima fluidização,  $D_e$ , é calculado como:

$$D_e = \frac{0,54}{g^{0,2}} (u_o - u_{mf})^{0,4} (L_{mf} + 4N_{or}^{-0,5})^{0,8} \quad (46)$$

onde  $N_{or}$  é o número de orifícios do distribuidor.

Para o modelo de transferência de calor, calculam-se o coeficiente total de transferência de calor a partir das parcelas de troca de calor por radiação e condução-convecção do escoamento gás-sólido na parede, conforme a equação 47:

$$h_{sp} = \delta_w h_r + (1 - \delta_w) h_{pac} \quad (47)$$

onde, de acordo com Kunii e Levenspiel (1991), o coeficiente de transferência de calor por radiação é calculado pela equação 48.

$$h_r = \frac{\sigma(T_L^4 - T_w^4)}{\left(\frac{1}{\epsilon_s} + \frac{1}{\epsilon_{aço}} - 1\right)(T_L - T_w)} \quad \forall \quad T_w = \frac{T_L + T_L + T_{ent,água} + T_{sai,água}}{4} \quad (48)$$

sendo que,  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann,  $T_L$  é a temperatura do leito,  $T_w$  é a temperatura da superfície de troca térmica,  $\epsilon_s$  é a emissividade de radiação térmica das partículas e  $\epsilon_{aço}$  é a emissividade de radiação térmica da parede de troca térmica de aço inoxidável 304L.

O coeficiente de transferência de calor da superfície para as partículas empacotadas é determinado pela expressão:

$$h_{pac} = 1,13 \left[ \frac{k_e^o \rho_s (1 - \epsilon_{mf}) c_{p,s} n_w}{1 - \delta_w} \right]^{1/2} \quad (49)$$

sendo que,  $k_e^o$  é a condutividade térmica efetiva para um leito fixo ou estagnado,  $n_w$  é a frequência de bolhas na parede de troca térmica,  $\delta_w$  é a fração de bolhas na parede de troca térmica.

A frequência de bolha na vizinhança da parede, incluída na equação 49, é expressa por:

$$n_w = \frac{1 - \delta_w}{\tau} \quad (50)$$

onde  $\tau$  é o tempo de residência das partículas aglomeradas sobre a superfície de troca de calor.

Segundo Basu (2006), a fração de bolha na superfície de troca de calor, que se encontra nas equações 47, 49 e 50, pode ser determinada pela equação:

$$\delta_w = 0,08553 \left[ \frac{(u_o - u_{mf})^2}{d_p g} \right]^{0,1948} \quad (51)$$

Ainda, conforme Basu (2006), o tempo de residência das partículas na superfície de troca térmica, presente no denominador da equação 50, pode ser determinada pela expressão:

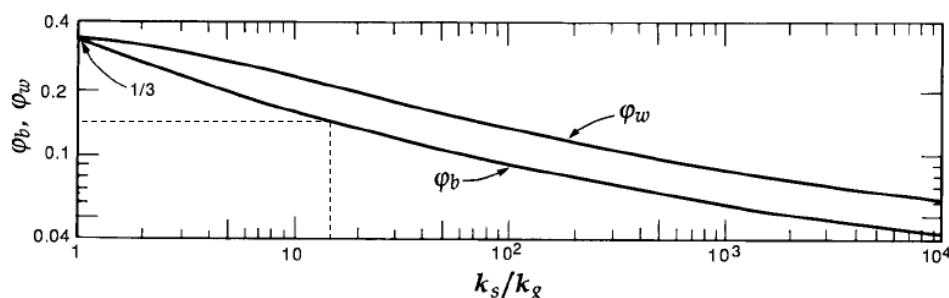
$$\tau = 8,932 \left[ \frac{d_p g}{(u_o - u_{mf})^2} \right]^{0,0756} \sqrt{\frac{d_p}{0,025}} \quad (52)$$

Por outro lado, o termo de condutividade térmica em leito estagnado que aparece na equação 49 é representado pela relação:

$$k_e^o = \varepsilon_{mf} k + (1 - \varepsilon_{mf}) k_s \left[ \frac{1}{\phi_b \frac{k_s}{k} + \frac{2}{3}} \right] \quad (53)$$

na qual, a relação de contato entre partícula e superfície,  $\phi_b$ , pode ser encontrada utilizando o Gráfico 4. As linhas tracejadas do Gráfico 4 exemplificam como encontrar o valor de  $\phi_b$ . A partir da razão entre as condutividades térmicas da partícula e do gás ( $k_s/k_g$ ), a linha tracejada vertical intersecciona a curva  $\phi_b$ . Nesta intersecção, uma linha tracejada horizontal representará o valor de  $\phi_b$ . Para o dimensionamento em questão, o valor de  $\phi_b$  foi assumido igual a 1/3.

**Gráfico 4 – Razão da espessura efetiva do filme de gás em um ponto de contato pelo diâmetro de partícula:  $\phi_b$  para o contato entre partículas adjacentes,  $\phi_w$  para o contato entre partícula e superfície**



Fonte: adaptado de KUNII e SMITH (1960 apud KUNNI; LEVENSPIEL, 1991).

Após estabelecido o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede, se faz necessário o conhecimento da resistência térmica global ( $1/UA$ ), que para a geometria cilíndrica aplicada ao recuperador de calor e, se eliminadas as resistências por incrustações, pode ser representada pela equação 54:

$$\frac{1}{UA} = \frac{1}{2 \pi r_1 h_{jaqueta}} + \frac{\ln(r_2/r_1)}{2 \pi k_{aço} H_{jaqueta}} + \frac{1}{2 \pi r_2 h_{conv,água} H_{jaqueta}} \quad (54)$$

onde o coeficiente de transferência de calor na jaqueta d'água é calculado pela equação 55:

$$h_{conv,\acute{a}gua} = \frac{Nu_D k_{\acute{a}gua}}{D_{e,anular}} \quad (55)$$

sendo, o diâmetro equivalente da região anular determinado por:

$$D_{e,anular} = 2(r_3 - r_2) \quad (56)$$

Nas equações 54 a 56,  $r_1$  é o raio interno da coluna de fluidização,  $r_2$  é o raio menor da região anular e  $r_3$  é o raio maior da região anular.

Para o dimensionamento do trocador de calor projetado, adotou-se o valor de 2300 como sendo o número de Reynolds de transição do escoamento fluido na região anular, a fim de facilitar a avaliação do dispositivo de troca térmica nos regimes de escoamento turbulento e laminar.

Conforme Incropera et al. (2011), para o caso especial de escoamento em regime turbulento na região anular, os coeficientes de convecção nas paredes internas tornam-se aproximadamente iguais, com um diâmetro hidráulico sendo adotado na seção transversal do escoamento (equação 56). Portanto, para  $Re_{D, hid}$  igual a 2300, os autores sugerem que ainda pode ser usada a correlação de Dittus e Boelter (1930 apud ÇENGEL, 2007) na condição de aquecimento do fluido:

$$Nu_D = 0,023 Re_{D, hid}^{4/5} Pr_{\acute{a}gua}^{0,4} \quad (57)$$

Assumindo o trocador de calor perfeitamente isolado na parede externa, a taxa de transferência de calor pode ser determinada por:

$$Q_{global} = \dot{m}_{\acute{a}gua} c_{p,\acute{a}gua} (T_{sai,\acute{a}gua} - T_{ent,\acute{a}gua}) \quad (58)$$

Esta taxa de transferência de calor também pode ser calculada pela equação 59:

$$Q_{global} = (UA) LMTD \quad (59)$$

A diferença média-logarítmica de temperatura, que se encontra na equação 59, é dada pela expressão:

$$LMTD = \frac{(T_L - T_{sai,\acute{a}gua}) - (T_L - T_{ent,\acute{a}gua})}{\ln \left[ \frac{(T_L - T_{sai,\acute{a}gua})}{(T_L - T_{ent,\acute{a}gua})} \right]} \quad (60)$$

Sendo as áreas externa e interna da jaqueta d'água, calculadas respectivamente pelas equações 61 e 62:

$$A_{ext} = 2\pi r_2 H_{jaqueta} \quad (61)$$



$$A_{\text{int}} = 2\pi r_1 H_{\text{jaqueta}} \quad (62)$$

onde,  $H_{\text{jaqueta}}$  é a altura da jaqueta de água.

Finalmente, para dimensionar o distribuidor de gás, escolhido neste caso o do tipo placa perfurada, usaram-se as equações 63 a 72. Inicialmente, o número de Reynolds do leito foi calculado:

$$\text{Re}_L = \frac{d_L u_o \rho}{\mu} \quad (63)$$

Posteriormente, a queda de pressão através do leito foi determinada pela equação 33, com a queda de pressão através do distribuidor sendo:

$$\Delta P_d = 0,3 \Delta P_L \quad (64)$$

e a queda de pressão total é dada por:

$$\Delta P_{\text{total}} = \Delta P_L + \Delta P_d \quad (65)$$

A velocidade do gás através do orifício, corrigida pelas variações de densidade e de temperatura, foi calculada pela equação 66:

$$u_{or} = C_{d,or} \sqrt{\frac{2\Delta P_d}{\rho}} \quad (66)$$

Para um distribuidor com razão entre espessura de base e diâmetro de orifícios maior que 0,09 ( $t/d_{or} > 0,09$ ), a correlação de Qureshi e Creasy (1979) pode ser usada para calcular o coeficiente de orifício  $C_{d,or}$  da equação 66, conforme a equação 67

$$C_{d,or} = 0,82 \left( \frac{t}{d_{or}} \right)^{0,13} \quad (67)$$

Com a velocidade do gás através do orifício sendo determinada, o fluxo volumétrico de gás é calculado pela expressão:

$$\dot{V}_{ar} = u_o \frac{\pi d_L^2}{4} \quad (68)$$

A razão  $u_o/u_{or}$  fornece a fração de área aberta na placa distribuidora, a qual deve ser menor que 10% (KUNII e LEVENSPIEL, 1991). Assim, com o número de orifícios através da placa por metro quadrado sendo determinado por,

$$N_{or} = \frac{4N_{or,total}}{\pi d_L^2} \quad (69)$$

o número total de orifícios através da placa é calculado como:

$$N_{or,total} = \frac{\dot{V}_{ar}}{u_{or}} \frac{4}{\pi d_{or}^2} \quad (70)$$

Por último, o espaçamento entre os orifícios da placa seguiu um passo triangular, sendo determinado a partir da expressão:

$$I_{or} = \frac{1}{\sqrt{N_{or} \sin(60^\circ)}} \quad (71)$$

### 3.2.2 Condições Operacionais

As condições de operação do sistema experimental foram definidas para o ar de fluidização e para água escoando pelo trocador de calor encamisado.

Em relação ao ar de fluidização, este é previamente aquecido por resistência elétrica com potência de 2500 W e alimentado pela base da coluna de fluidização, permitindo que as partículas do leito atinjam temperaturas controladas de 50 °C e 70 °C. A fim de garantir a manutenção do regime de fluidização borbulhante acima da velocidade de mínima fluidização, medições das flutuações de pressão do leito foram registradas e analisadas utilizando o método da frequência central gaussiana proposto por Parise (2007).

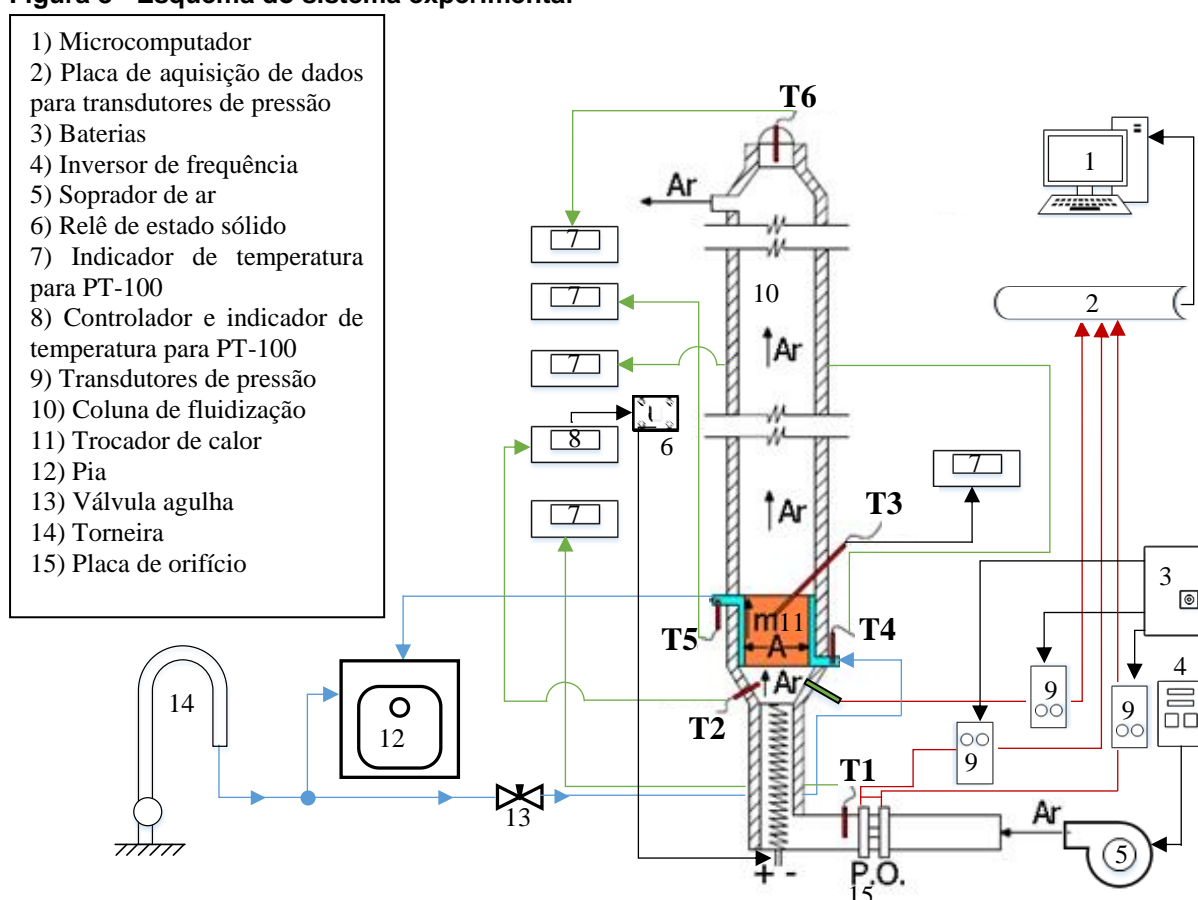
Em relação à água que escoar pela região anular do trocador de calor encamisado, o seu fornecimento é dado por torneira instalada no laboratório à temperatura ambiente. Com a adoção do limite de 70°C para a temperatura de saída da água nos ensaios experimentais, simulações da operação do trocador de calor, realizadas com base no modelo matemático adotado, sugeriram o uso de vazões mássicas do fluido na faixa de 1,81 kg/h a 4,52 kg/h. Estas vazões indicam a presença de escoamento em regime laminar na região anular de troca térmica.

### 3.3 DESCRIÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL

O sistema experimental projetado e utilizado nesta pesquisa é composto por uma coluna de fluidização com altura total de 1 m, diâmetro interno de 8 cm e pelos dispositivos auxiliares esquematizados na Figura 8.

Um soprador de ar marca VOGES, modelo V 90 L2/BL, 4 cv, 60 Hz e 3480 rpm é responsável pelo fornecimento do ar atmosférico de fluidização na base da coluna do leito de partículas. Um inversor de frequência marca WEG, modelo CFW 08, é utilizado para controlar as rotações do motor do soprador de ar, e, portanto, a vazão do gás fluidizante. O ar captado da atmosfera é conduzido até a coluna de fluidização através de uma tubulação de 1,5 polegadas, padrão Schedule 40, construída em aço carbono. No trajeto desta tubulação, há instalada uma placa de orifício construída em aço inoxidável 304, com a qual é calculada a vazão mássica do ar de fluidização.

**Figura 8 - Esquema do sistema experimental**



**Fonte: Autoria própria.**

Na seção de tubulação que precede o *plenum*, construído em aço carbono, foi instalada uma resistência elétrica de 2500 W para o aquecimento do ar de fluidização (Fotografia 1). A temperatura do leito é regulada de forma indireta a partir do controle automático da temperatura do gás de fluidização na região do *plenum*. O controle da temperatura nesta região é realizado mediante arranjo de dispositivos

composto por um controlador-indicador de temperatura da marca NOVUS™ (modelo N321), um relê de estado-sólido e um sensor PT-100.

**Fotografia 1 – Tubulação com resistor de 2500 W localizado no seu interior e próxima do plenum**



Fonte: Autoria própria.

O distribuidor de ar do tipo placa perfurada foi construída em aço inoxidável AISI 304, contendo um total de 13 orifícios de 2 mm de diâmetro (Fotografia 2). Uma tela metálica com abertura de malha de 75  $\mu\text{m}$  foi fixada na face superior da placa perfurada, para que as partículas não obstruíssem a passagem de ar pelos orifícios do distribuidor de ar. Ressalta-se que a tela promove uma queda de pressão insignificante na placa distribuidora, contribuindo para a origem de bolhas de diâmetros menores.

**Fotografia 2 – Distribuidor do tipo placa perfurada com 13 orifícios de diâmetro igual a 2 mm**



Fonte: Autoria própria.

O trocador de calor do tipo jaqueta foi construído em aço inoxidável AISI 304, sendo este instalado na zona inferior da coluna de fluidização (Fotografia 3). Observa-se a presença de um visor de vidro temperado de 40 mm de diâmetro instalado acima da seção de troca térmica, a fim de auxiliar na visualização do

fenômeno de fluidização borbulhante no interior do trocador de calor de LFB. A região anular da jaqueta de água apresenta um diâmetro hidráulico equivalente de 0,008 m.

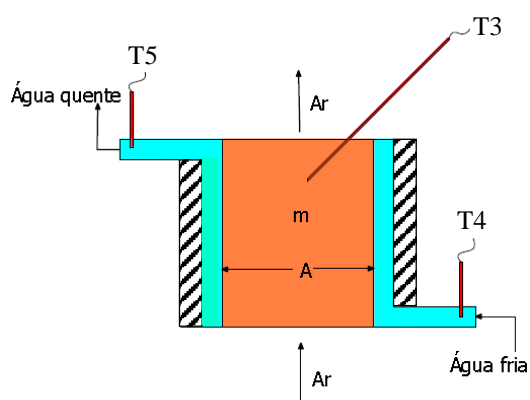
**Fotografia 3 – Trocador de calor encamisado em aço inoxidável 304**



Fonte: Autoria própria.

A Figura 9 ilustra mais detalhes deste dispositivo, que possibilita a instalação de até 6 termorresistências PT-100 ao longo de seu comprimento. Para o presente estudo, apenas os locais de medição T4 e T5, referentes às respectivas temperaturas da água na entrada e na saída do trocador de calor, bem como o local T3, relacionado à temperatura do leito, foram utilizados. Nestes locais, foram conectados indicadores de temperatura marca NOVUS™, modelo N320.

**Figura 9 - Esquema do trocador de calor tipo jaqueta**



Fonte: Autoria própria.

O comprimento axial da superfície disponível para troca térmica entre o leito borbulhante aquecido e a água de arrefecimento é de 100 mm. Esta distância corresponde à separação vertical dos locais de entrada e de saída do líquido.

Dois transdutores de pressão, da marca Cole Parmer™, modelo Vernon Hills IL 68071-14 são responsáveis por enviarem os sinais das flutuações de pressão diferencial da placa de orifício e do *plenum* para o sistema de aquisição de dados. Um outro transdutor de pressão da marca Cole Parmer™, modelo Vernon Hills IL 98073-14 é responsável por enviar os sinais das flutuações de pressão à montante da placa de orifício. As flutuações de pressão são monitoradas através do programa LabVIEW® mediante a transformada de Fourier ajustada com a Distribuição Exponencial Gaussiana, a fim de caracterizar a condição de fluidização.

Os transdutores de pressão são alimentados por duas baterias da marca Unipower-Unicoba, do tipo chumbo-ácida com saída de 12 V, 7 Ampère-hora.

O sistema de aquisição de dados do sistema experimental (Fotografia 4) é da marca National Instruments NI, modelo USB-6211. Todas as superfícies expostas ao ambiente da coluna de fluidização foram isoladas com manta cerâmica de 50 mm de espessura, a fim de minimizar as perdas de calor.

**Fotografia 4 - Sistema experimental**



**Fonte: Autoria própria.**

Uma válvula agulha posicionada na tubulação de entrada da água de arrefecimento é responsável por controlar a vazão mássica do líquido, a qual é aferida pelo método de balde-relógio, através da cronometragem do enchimento de

uma proveta graduada de 50 mL com água procedente da torneira. O sistema experimental descrito foi instalado no Laboratório de Sistemas Gás-Sólido da UTFPR/Câmpus Ponta Grossa.

### 3.4 APLICAÇÃO DA TRANSFORMADA DE FOURIER E DA DISTRIBUIÇÃO GAUSSIANA PARA MEDIÇÃO DAS FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO DO LEITO

A transformada de Fourier é aplicada para funções com formas de ondas não-periódicas, tais como as flutuações de pressão procedentes do movimento gás-sólido em um leito fluidizado, e converte uma função contínua do domínio tempo em uma função contínua do domínio frequência (CHAPRA, 2012). A Transformada de Fourier (FT) de uma função  $f(t)$  é dada pela expressão:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (72)$$

Representada por uma série finita de valores discretos, a Transformada Discreta de Fourier (DFT) é expressa como:

$$F_k = \sum_{j=0}^{n-1} f_j e^{-\frac{2\pi i j k}{n}} \quad \forall \quad k = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (73)$$

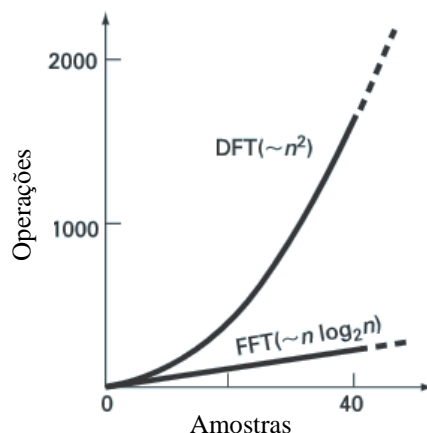
A Transformada Rápida de Fourier (FFT) é um algoritmo, que foi desenvolvido primeiramente por Gauss (HEIDEMAN, JOHNSON e BURRUS, 1984 apud CHAPRA, 2012), para calcular a DFT de modo mais rápido e poupar o tempo de memória dos computadores. A FFT utiliza resultados de cálculos prévios para reduzir o número de operações, explorando a periodicidade e a simetria de funções trigonométricas para calcular a transformada com aproximadamente  $n \log_2 n$  operações, conforme visualizado no Gráfico 5.

Na aplicação de medidas de pressão, a FFT é utilizada para calcular a DFT da equação 73, onde a função  $f_j$  passa a ser a pressão centralizada. A pressão centralizada na média é a diferença entre a pressão pontual da amostra e a média aritmética das pressões da amostragem. Com isso:

$$P_{N,k} = P_k - \bar{P} \quad (74)$$

onde  $P_{N,k}$  é a pressão centralizada da amostra  $k$ ;  $P_k$  é a pressão da amostra  $k$  e  $\bar{P}$  é a média aritmética das pressões da amostragem.

**Gráfico 5 – Número de operações por tamanho de amostra para DFT e FFT**



Fonte: CHAPRA (2012, p. 396).

Portanto, a equação 73 fica:

$$FFT = \sum_{j=0}^{n-1} P_{N,k} e^{-\frac{2\pi i j k}{n}} \quad \forall \quad k = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (75)$$

sendo que:

$$X(f_k) = P_{N,k} e^{-\frac{2\pi i j k}{n}} \quad (76)$$

Após a transformada de Fourier para as pressões centralizadas, faz-se o ajuste da curva gaussiana com os dados da transformada. A distribuição gaussiana é dada da seguinte forma:

$$G'(f_k) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(f_k - f_m)^2}{2\sigma^2}} \quad \forall \quad k = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (77)$$

onde  $f_k$  é a frequência amostral da distribuição gaussiana;  $f_m$  é a frequência média da distribuição gaussiana e  $\sigma$  é o desvio padrão da distribuição gaussiana.

Aplicando-se o logaritmo natural na equação 77, tem-se:

$$\ln [G'(f_k)] = \ln \left[ \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \right] - \frac{(f_k - f_m)^2}{2\sigma^2} \quad (78)$$

sendo que:

$$A' = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (79)$$

e

$$B' = -\frac{(f_k - f_m)^2}{2\sigma^2} = -\frac{f_k^2}{2\sigma^2} + \frac{2 f_k f_m}{2\sigma^2} - \frac{f_m^2}{2\sigma^2} = -\frac{f_k^2}{2\sigma^2} + \frac{f_k f_m}{\sigma^2} - \frac{f_m^2}{2\sigma^2} \quad (80)$$



Então, a equação 78 fica:

$$\ln [G'(f_k)] = \ln [A'] + B' \quad (81)$$

Ainda na equação 80 pode-se fazer:

$$a = -\frac{1}{2\sigma^2} \quad (82)$$

$$b = \frac{f_m}{\sigma^2} \quad (83)$$

$$c' = -\frac{f_m^2}{2\sigma^2} \quad (84)$$

Assim, a equação 80 fica:

$$B' = af_k^2 + bf_k + c' \quad (85)$$

A equação 78 pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\ln [G'(f_k)] = \ln [A'] + af_k^2 + bf_k + c' \quad (86)$$

Fazendo-se:

$$c = \ln [A'] + c' \quad (87)$$

A equação 86 fica:

$$\ln [G'(f_k)] = af_k^2 + bf_k + c \quad (88)$$

A equação 88 mostra os três coeficientes de uma função hiperbólica (a, b, c). A expressão de curva Gaussiana, de modo similar ao da equação 77, mas com uma nova amplitude de modulação dada pelo valor de  $Y$  é dada da seguinte forma:

$$G(f_k) = Y e^{-\frac{(f_k - f_m)^2}{2\sigma^2}} \quad (89)$$

Aplicando-se o mesmo procedimento das equações 78 a 88, tem-se que:

$$a = -\frac{1}{2\sigma^2} \quad (90)$$

$$b = \frac{f_m}{\sigma^2} \quad (91)$$

$$c = \ln [Y] - \frac{f_m^2}{2\sigma^2} \quad (92)$$

sendo que:

$$Y = e^{c + \frac{mf^2}{2\sigma^2}} \quad (93)$$

Esta manipulação matemática correlaciona de maneira mais apropriada os parâmetros de frequência média e desvio padrão da curva exponencial com a distribuição das amplitudes espectrais, independentemente da escala dos valores da amplitude.

Dessa forma, chega-se a:

$$\ln [G(f_k)] = af_k^2 + bf_k + c \quad (94)$$

O ajuste da curva gaussiana é baseado no método dos mínimos quadrados, representado na equação 95. Portanto, o ajuste da curva gaussiana é o somatório dos quadrados dos resíduos entre o logaritmo da função de ajuste ( $\ln[G(f_k)]$ ) e o logaritmo dos dados a ajustar ( $\ln[X(f_k)]$ ), sendo estes últimos a amplitude do espectro de pressão advindos da FFT.

$$e'_k = \sum_{k=0}^{n-1} [\ln [X(f_k)] - \ln [G(f_k)]]^2 \quad (95)$$

Ainda, substituindo-se a equação 94 na equação 95, tem-se:

$$e'_k = \sum_{k=0}^{n-1} [\ln [X(f_k)] - [af_k^2 + bf_k + c]]^2 \quad (96)$$

O equacionamento de que trata este subtítulo foi implementado no programa LabVIEW®, reproduzindo um gráfico para a FFT da flutuação de pressão centralizada na média.

### 3.4.1 Frequência de Amostragem e Número de Medidas de Pressão

A faixa de frequência de flutuações de pressão de interesse encontra-se normalmente abaixo de 10 Hz em leitos fluidizados. Logo, para se determinar as frequências dominantes, uma amostragem com 20 Hz seria suficiente para uma análise dos dados (JOHNSON et al., 2000). Contudo, trabalhos encontrados na literatura utilizam uma frequência de amostragem de 400 Hz (BRIENS, McDOUGALL e CHAN, 2003; CHAPLIN, 2005 apud PARISE, 2007; BAI et al., 2005), a qual é suficiente para evitar a má identificação e distorção nos sinais de frequência,

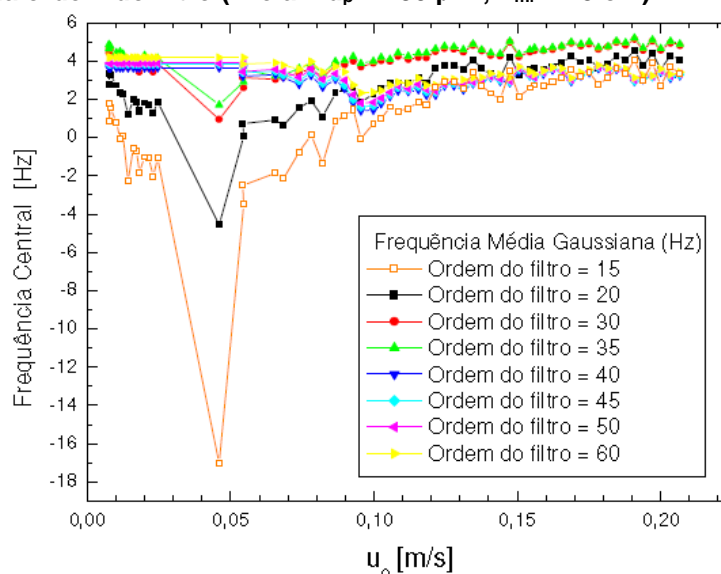
reportados por Brown e Brue (2001). Desta forma, é garantida uma margem segura em relação à região espectral, onde aparecerão as curvas de frequência de interesse. Diante destes aspectos, foi empregada uma taxa de aquisição de dados de pressão de 400 Hz com 2048 medidas de pressão.

### 3.4.2 Especificação do Filtro Digital

Conforme descrito no trabalho de Parise (2007), a queda abrupta no valor da frequência central gaussiana determina a transição dos regimes de leito fixo e leito fluidizado. No entanto, a amplitude desta queda precisa ser ajustada mediante a escolha de filtros digitais apropriados, a fim de estabelecer somente valores positivos para os valores das frequências centrais. Assim, testes de especificação da ordem do filtro digital de Resposta Infinita ao Impulso (IIR) do tipo passa-baixa, com topologia *Butterworth* precisam ser realizados antes de proceder aos experimentos definitivos.

No Gráfico 6, que exemplifica um teste típico de ordem de filtro, a ordem de filtro apropriada seria igual a 30, uma vez que esta fornece o maior pico invertido não-negativo para o valor da frequência central gaussiana.

**Gráfico 6 - Comportamento da frequência central em função da ordem do filtro (Areia –  $d_p = 180 \mu\text{m}$ ,  $L_{mf} = 15 \text{ cm}$ )**



Fonte: Parise (2007, p. 54).

### 3.5 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Para conduzir os experimentos, primeiramente, os disjuntores dos aparelhos são ligados. Ligam-se o computador, todos os indicadores de temperatura e roda-se o programa de monitoramento do experimento em LabVIEW®.

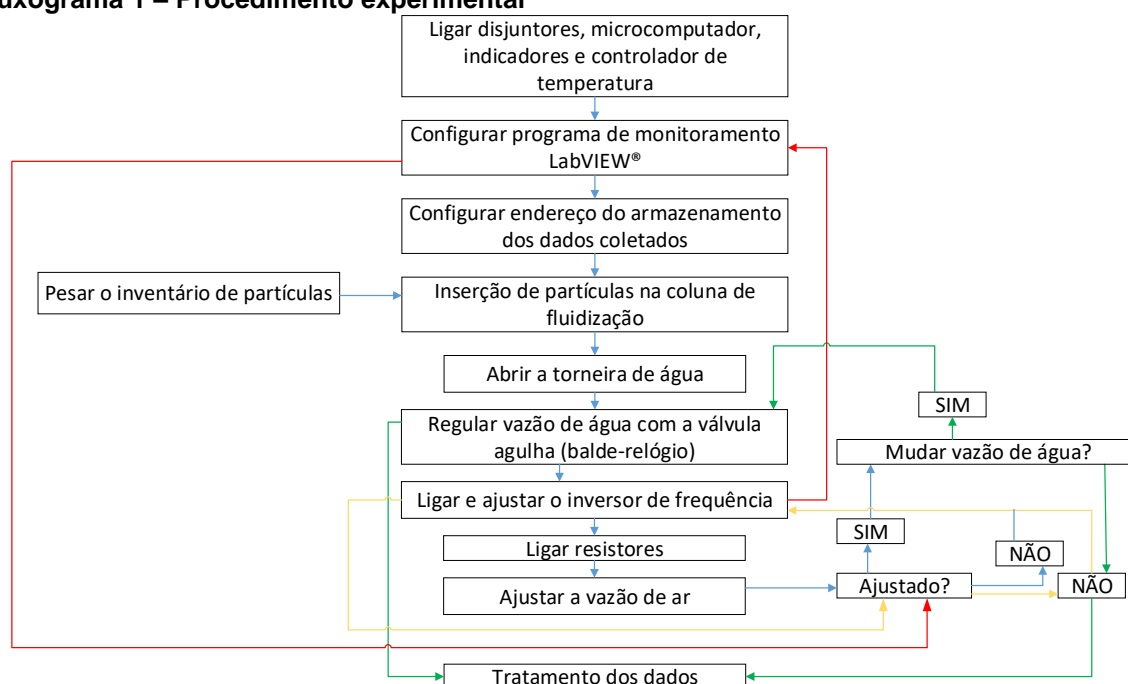
As partículas a serem fluidizadas são inseridas no leito pela abertura localizada na parte superior da coluna de fluidização. As partículas são colocadas de tal forma que ocupam toda a altura do trocador de calor, a fim de aumentar a eficiência da troca térmica com a jaqueta d'água. A constar, o inventário de partículas correspondeu a 995 g e 1010 g, para os ensaios experimentais que foram conduzidos com partículas de 194  $\mu\text{m}$  e 359  $\mu\text{m}$ , respectivamente.

A torneira da pia é aberta, permitindo a passagem de água à temperatura ambiente para o trocador de calor. A vazão mássica de água que sai da torneira e entra na região anular do trocador de calor é controlada por uma válvula agulha no valor requerido para o ensaio. Esta vazão é aferida através do método de balde-relógio. Com a temperatura máxima do leito sendo definida em 70°C, foi possível garantir o estado líquido da água no interior da região anular em todas as vazões testadas.

O inversor de frequência é ligado para que o ar de fluidização passe pela tubulação de admissão de ar até que se atinja a velocidade superficial do gás requerida pelo experimento. A condição de fluidização assim estabelecida é monitorada mediante a técnica de análise de flutuações de pressão, aferida no programa LabVIEW®. Somente depois, os resistores são ligados juntamente com o controlador de temperatura acoplado ao relê de estado sólido. Ao atingir a temperatura desejada e pré-configurada no controlador de temperatura de ar, inicia-se o monitoramento no programa LabVIEW®. As temperaturas do leito são pré-configuradas no controlador de temperatura, de tal forma que a temperatura no leito seja mantida nos valores constantes de 50 °C ou 70 °C. Os sinais das flutuações de pressão no leito e da velocidade do ar são enviados ao sistema de aquisição de dados e registrados pelo programa LabVIEW®.

No Fluxograma 1 apresenta-se a sequência do procedimento experimental anteriormente descrito.

### Fluxograma 1 – Procedimento experimental



Fonte: Autoria própria.

Cálculos teóricos, realizados para estabelecer as condições de operação, indicaram que o fluxo laminar no duto anular é hidrodinamicamente desenvolvido antes de alcançar a altura total da jaqueta d'água. Os cálculos foram realizados com a equação 97 e a Tabela 6 (ROHSENOW, HARTNETT e CHO, 1998).

$$L_{hy}^+ = \frac{L_{hy} / D_{e,anular}}{Re_D} \quad (97)$$

**Tabela 6 – Comprimentos de entrada hidrodinâmica adimensional para fluxo laminar em duto anular**

$r^* = r_3 / r_2$	$L_{hy}^+$
0,00	0,0541
0,05	0,0206
0,10	0,0175
0,50	0,0116
0,75	0,0109
1,00	0,0108

Fonte: Adaptado de EBADIAN e DONG in ROHSENOW, HARTNETT e CHO, p. 5.37, 1998.

Os cálculos teóricos também demonstraram que o fluxo laminar no duto anular não é termicamente desenvolvido na altura total da jaqueta d'água. Os cálculos foram realizados com a equação 98 e a Tabela 7.

$$L_{th,i}^* = \frac{L_{th,i}/D}{\text{Re}_D \text{Pr}_{\text{água}}} \quad \text{e} \quad L_{th,o}^* = \frac{L_{th,o}/D}{\text{Re}_D \text{Pr}_{\text{água}}} \quad (98)$$

**Tabela 7 – Comprimentos de entrada térmica adimensional para fluxo laminar em duto anular**

$r^* = r_3 / r_2$	$L_{th,i}^*$	$L_{th,o}^*$
0,02	0,02699	0,03901
0,05	0,03043	0,03886
0,10	0,03334	0,03911
0,25	0,03726	0,04006
0,50	0,03975	0,04090
1,00	0,04101	0,04101

Fonte: Adaptado de SHAH e BHATTI in KAKAÇ, SHAH, AUNG, p. 3.104, 1987.

Os resultados desses cálculos teóricos estão resumidos na Tabela 8.

**Tabela 8 – Comprimentos de entrada térmica dimensional para fluxo laminar em duto anular**

**(continua)**

Teste	$L_{hy}$	$L_{th,i}$	$L_{th,o}$
1	0,0088	0,18150	0,18240
2	0,0130	0,27270	0,27400
3	0,0169	0,36410	0,36580
4	0,0208	0,45570	0,45790
5	0,0097	0,18090	0,18170
6	0,0142	0,27140	0,27270
7	0,0185	0,36210	0,36380
8	0,0227	0,45290	0,45510
9	0,0088	0,18160	0,18240
10	0,0129	0,27280	0,27410
11	0,0168	0,36430	0,36600
12	0,0207	0,45600	0,45820
13	0,0097	0,18090	0,18170
14	0,0141	0,27140	0,27270
15	0,0184	0,36220	0,36390
16	0,0225	0,45310	0,45530
17	0,0192	0,35731	0,35900
18	0,0196	0,35649	0,35817
19	0,0204	0,35475	0,35643
20	0,0205	0,35447	0,35614
21	0,0206	0,35427	0,35594
22	0,0206	0,35431	0,35599
23	0,0205	0,35444	0,35611
24	0,0172	0,36336	0,36507
25	0,0187	0,35963	0,36133

**Tabela 8 – Comprimentos de entrada térmica dimensional para fluxo laminar em duto anular**

Teste	(conclusão)		
	$L_{hy}$	$L_{th,i}$	$L_{th,o}$
26	0,0190	0,35882	0,36052
27	0,0197	0,35725	0,35894
28	0,0203	0,35610	0,35778
29	0,0204	0,35572	0,35740
30	0,0204	0,35572	0,35740
31	0,0202	0,35619	0,35787
32	0,0165	0,36535	0,36707

Fonte: Autoria própria.

A partir das vazões mássicas e das propriedades da água obtidas dos testes experimentais, verificou-se que, em todos os casos, o líquido atravessa a região anular sob o regime laminar, tendo o perfil hidrodinâmico desenvolvido (EBADIAN e DONG in ROHSENOW, HARTNETT e CHO, 1998) e o perfil térmico em desenvolvimento (SHAH e BHATTI in KAKAÇ, SHAH e AUNG, 1987) ao final do comprimento total do trocador de calor. Assim, para o cálculo do coeficiente de transferência de calor convectivo da água na região anular em regime laminar, foi necessário definir as condições de contorno térmicas apropriadas. Conforme Rohsenow, Hartnett e Cho (1998), quatro tipos de condições de contorno térmicas podem ser aplicados para a obtenção do número de Nusselt na região anular concêntrica em regime laminar, sendo estas:

- Primeiro tipo: temperatura uniforme (diferente da temperatura do fluido na entrada) em uma parede e a outra parede mantida à temperatura do fluido na entrada.
- Segundo tipo: fluxo de calor uniforme em uma parede e a outra parede isolada termicamente (adiabática).
- Terceiro tipo: temperatura uniforme (diferente da temperatura do fluido na entrada) em uma parede e a outra parede mantida isolada termicamente.
- Quarto tipo: fluxo de calor uniforme em uma parede e a outra parede mantida à temperatura do fluido na entrada.

Para a configuração experimental do trocador de calor com leito fluidizado aqui estudado, que apresenta parede externa da jaqueta de água termicamente isolada, foram consideradas pertinentes apenas as soluções do segundo e do

terceiro tipos. Dessa forma, a solução de segundo e terceiro tipos para fluxo laminar termicamente em desenvolvimento em dutos anulares concêntricos foi adotada dos valores da Tabela 9.

**Tabela 9 – Soluções fundamentais do segundo e terceiro tipos para fluxo termicamente em desenvolvimento em dutos anulares concêntricos**

$r^* = r_2 / r_3$	$x^*$	$Nu_{x,ii}^{(2)}$	$Nu_{x,ii}^{(3)}$
0,5	0,0005	42,960	-
	0,0010	34,233	-
	0,0050	20,351	-
	0,0100	16,356	-
	0,00500	10,127	-
	0,01000	8,433	7,246
	0,05000	6,353	5,785
	0,10000	6,192	5,739
	0,50000	6,181	5,738
	1,00000	6,181	5,738
	$\infty$	6,181	5,738
1,0	0,0005	40,257	-
	0,0010	31,950	-
	0,0050	18,754	-
	0,0100	14,965	-
	0,00500	9,081	-
	0,01000	7,490	6,260
	0,05000	5,546	4,902
	0,10000	5,395	4,861
	0,50000	5,385	4,861
	$\infty$	5,385	4,861

Fonte: Adaptado de EBADIAN e DONG in ROHSENOW, HARTNETT, CHO, pp. 5.40-5.42, 1998.

A coordenada axial adimensional do comprimento hidrodinâmico ( $x^*$ ) é calculada pela seguinte expressão:

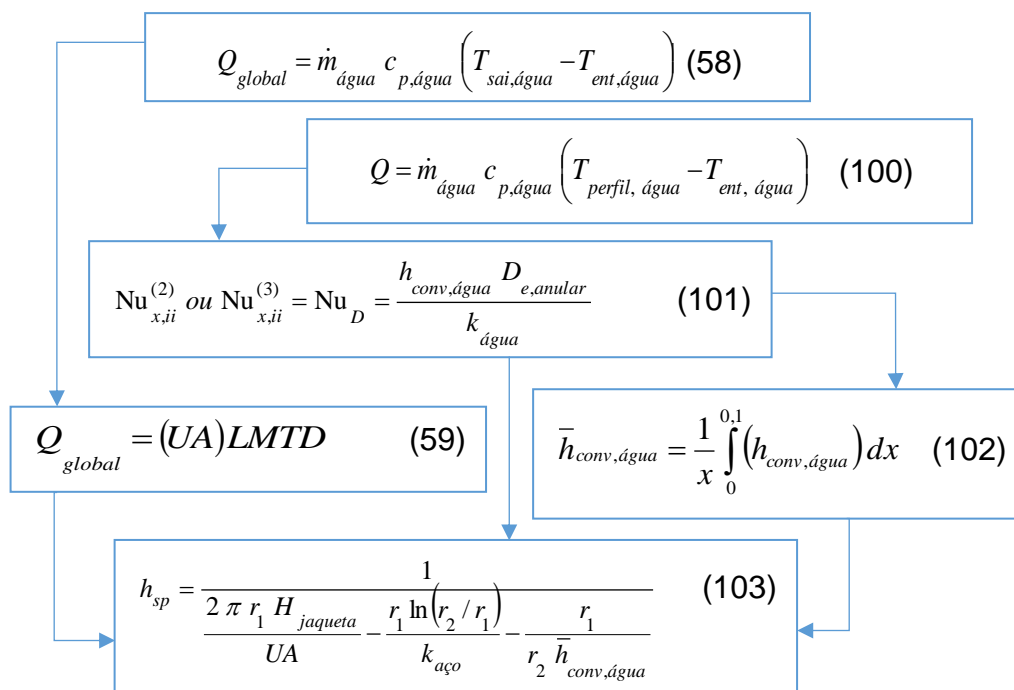
$$x^* = \frac{x/D_{e,anular}}{Re_D Pr_{\acute{a}gua}} \quad (99)$$

sendo que,  $x$  é a coordenada axial do comprimento hidrodinâmico ( $0 \leq x \leq H_{jaqueta}$ ).

Após os ensaios experimentais, o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede foi calculado seguindo o algoritmo do Fluxograma 2.



**Fluxograma 2 - Algoritmo para o cálculo do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede**



Fonte: Autoria pr3pria.

Foi assumido um perfil linear para mudana da temperatura da gua durante a sua passagem pela regi3o anular, para que as taxas de transfer4ncia de calor da equao 100 e, por conseguinte, os coeficientes de transfer4ncia de calor convectivos locais no lado da gua (da equao 101) pudessem ser calculados, considerando a variao das propriedades termof3sicas do fluido.

Como j descrito, para as situaes testadas neste trabalho, que correspondem a escoamento de gua em regime laminar pela regi3o anular, os valores de  $Nu_{x,ii}^{(2)}$  ou  $Nu_{x,ii}^{(3)}$  s3o determinados a partir de informao tabelada (Tabela 9) ou de correlaes dispon3veis na literatura (SHAH e BHATTI in KAKA; SHAH e AUNG, 1987; ROHSENOW, HARTNETT e CHO, 1998), examinadas para condies de contorno de temperatura constante ou fluxo constante nas paredes internas da regi3o de escoamento anular.

### 3.6 CONDIES EXPERIMENTAIS

As condies operacionais implementadas nos testes foram definidas com base no algoritmo do Fluxograma 2, cujos resultados preliminares foram obtidos

através de simulações realizadas na linguagem do programa EES®. As condições experimentais simuladas são apresentadas na Tabela 10, onde  $\bar{h}_{conv,água}^{DB}$  utiliza a correlação de Dittus e Boelter (1930 apud ÇENGEL, 2007), expressa pela equação 57, e  $h_{sp}$  emprega a correlação da equação 47.

**Tabela 10 – Estimativas preliminares das condições experimentais**

Teste	$\bar{d}_p$	$u_o/u_{mf}$	$T_L$	$\dot{m}_{água}$	$T_{sai,água}$	$\bar{h}_{conv,água}^{(2)}$	$\bar{h}_{conv,água}^{(3)}$	$\bar{h}_{conv,água}^{DB}$	$h_{sp}$
1	194	4,0	50	1,81 kg/h	47,9	793,34	485,11	139,35	353,83
2	194	4,0	50	2,71 kg/h	45,2	857,82	492,92	190,85	353,83
3	194	4,0	50	3,61 kg/h	42,6	912,54	495,93	237,93	353,83
4	194	4,0	50	4,52 kg/h	40,5	962,17	497,25	282,00	353,83
5	194	4,0	70	1,81 kg/h	66,7	810,21	495,37	147,74	360,09
6	194	4,0	70	2,71 kg/h	62,2	874,76	502,53	201,82	360,09
7	194	4,0	70	3,61 kg/h	58,0	928,86	504,75	250,87	360,09
8	194	4,0	70	4,52 kg/h	54,4	977,88	505,31	296,50	360,08
9	359	4,0	50	1,81 kg/h	47,4	792,87	484,78	139,09	307,89
10	359	4,0	50	2,71 kg/h	44,3	857,00	492,41	190,25	307,88
11	359	4,0	50	3,61 kg/h	41,6	911,48	495,35	237,00	307,88
12	359	4,0	50	4,52 kg/h	39,4	960,95	496,65	280,79	307,88
13	359	4,0	70	1,81 kg/h	65,8	809,53	494,90	147,39	313,69
14	359	4,0	70	2,71 kg/h	60,9	873,47	501,79	201,01	313,68
15	359	4,0	70	3,61 kg/h	56,4	927,15	503,87	249,60	313,68
16	359	4,0	70	4,52 kg/h	52,7	975,90	504,39	294,79	313,68
17	194	0,5	70	3,61 kg/h	57,0	927,85	504,23	250,12	186,90
18	194	1,0	70	3,61 kg/h	49,3	919,58	500,05	243,78	186,96
19	194	1,5	70	3,61 kg/h	57,0	927,84	504,23	250,12	331,20
20	194	2,0	70	3,61 kg/h	57,5	928,30	504,46	250,45	343,61
21	194	2,5	70	3,61 kg/h	57,7	928,53	504,58	250,63	350,27
22	194	3,0	70	3,61 kg/h	57,9	928,68	504,65	250,74	354,62
23	194	3,5	70	3,61 kg/h	58,0	928,78	504,71	250,82	357,74
24	194	2,0	50	3,61 kg/h	42,3	912,20	495,74	237,63	337,89
25	359	0,5	70	3,61 kg/h	55,7	926,40	503,49	249,03	161,80
26	359	1,0	70	3,61 kg/h	47,2	917,31	498,87	241,99	161,89
27	359	1,5	70	3,61 kg/h	55,7	926,40	503,49	249,03	296,29
28	359	2,0	70	3,61 kg/h	56,0	926,79	503,69	249,32	305,00
29	359	2,5	70	3,61 kg/h	56,2	926,96	503,78	249,45	309,11
30	359	3,0	70	3,61 kg/h	56,3	927,06	503,83	249,53	311,43
31	359	3,5	70	3,61 kg/h	56,4	927,12	503,86	249,57	312,83
32	359	2,0	50	3,61 kg/h	41,4	911,26	495,23	236,82	299,72

Fonte: Autoria própria.

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados e analisados os resultados obtidos nos testes experimentais. Inicialmente, determina-se a faixa de velocidade de fluidização a ser implementada nos testes de transferência de calor, mediante a comparação das curvas fluidodinâmicas com os respectivos perfis da frequência central gaussiana nas combinações de temperatura do leito e diâmetro médio de partícula pré-definidos. Na sequência, são apresentados e discutidos os resultados relacionados com as características operacionais e de rendimento do trocador de calor objeto de estudo, incluindo nestes, o comportamento do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede. O procedimento para o cálculo das incertezas absolutas dos diversos parâmetros avaliados neste capítulo e os seus respectivos valores foram incluídos nos Apêndices B e C desta dissertação.

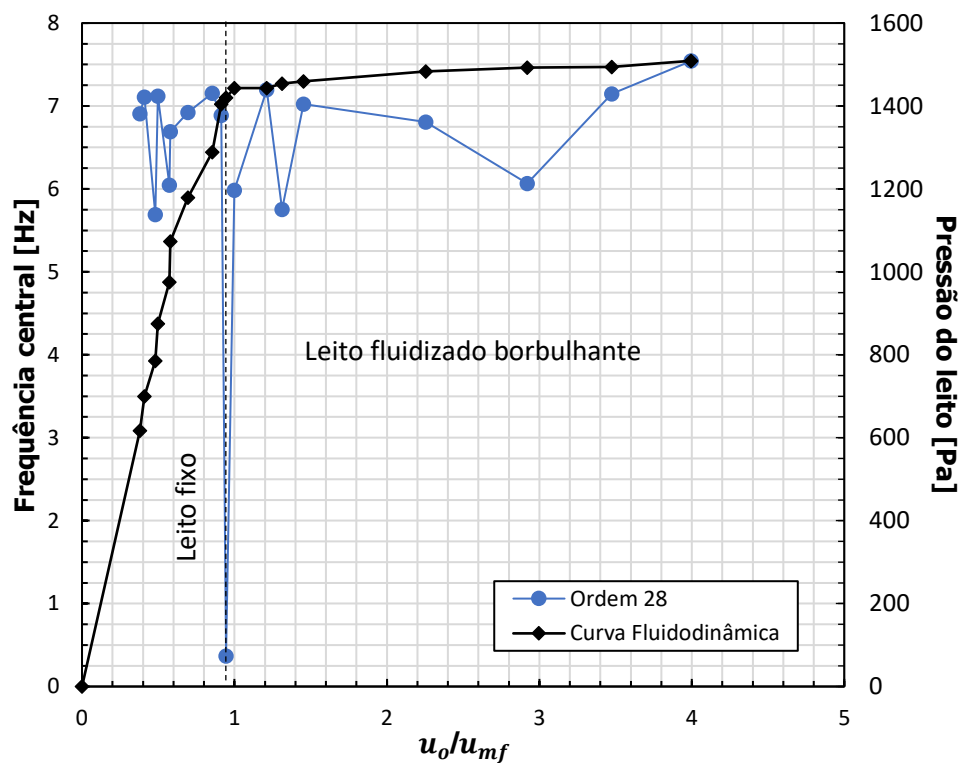
### 4.1 DETERMINAÇÃO DA FAIXA DE VELOCIDADE DE FLUIDIZAÇÃO

Os Gráficos 7 a 10 mostram os perfis da curva fluidodinâmica e da frequência central gaussiana para as combinações de testes com partículas de  $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$  e de  $\bar{d}_p = 359 \mu\text{m}$ , e para temperaturas do leito de  $T_L = 50 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $T_L = 70 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Cabe esclarecer que o perfil de frequência central apresentado em cada gráfico corresponde à curva gerada com a melhor ordem do filtro digital obtido para os sinais de flutuação de pressão, escolhida a partir das recomendações fornecidas na seção 3.4.2. Os resultados dos testes da ordem do filtro digital são apresentados no Apêndice D.

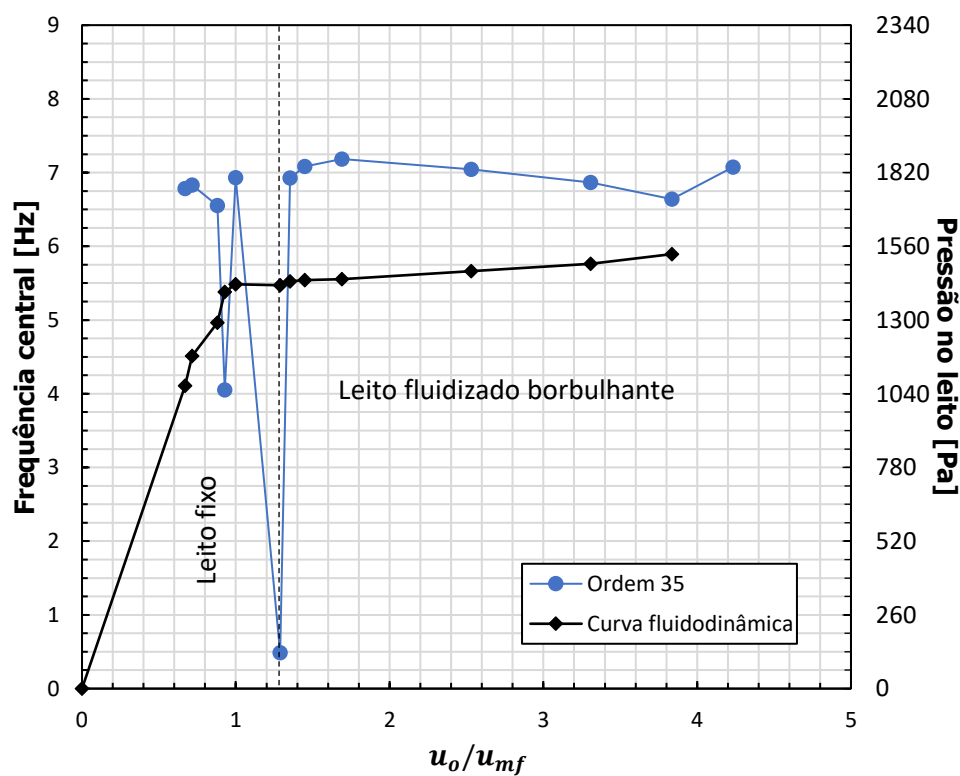
Ao comparar as curvas fluidodinâmicas e de frequência central gaussiana dos Gráficos 7 a 10, constata-se que a condição de transição entre os regimes de leito fixo e de leito fluidizado borbulhante apresentou melhor correspondência para as partículas de menor diâmetro de Sauter, onde a razão  $u_o/u_{mf}$  determinada pela frequência central gaussiana desviou em até 30% em relação ao valor  $u_o/u_{mf} = 1$  obtido da curva fluidodinâmica, nas temperaturas do leito de  $50^\circ\text{C}$  e  $70^\circ\text{C}$ .

Gráfico 7 – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de  $d_p = 194 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $50^\circ\text{C}$



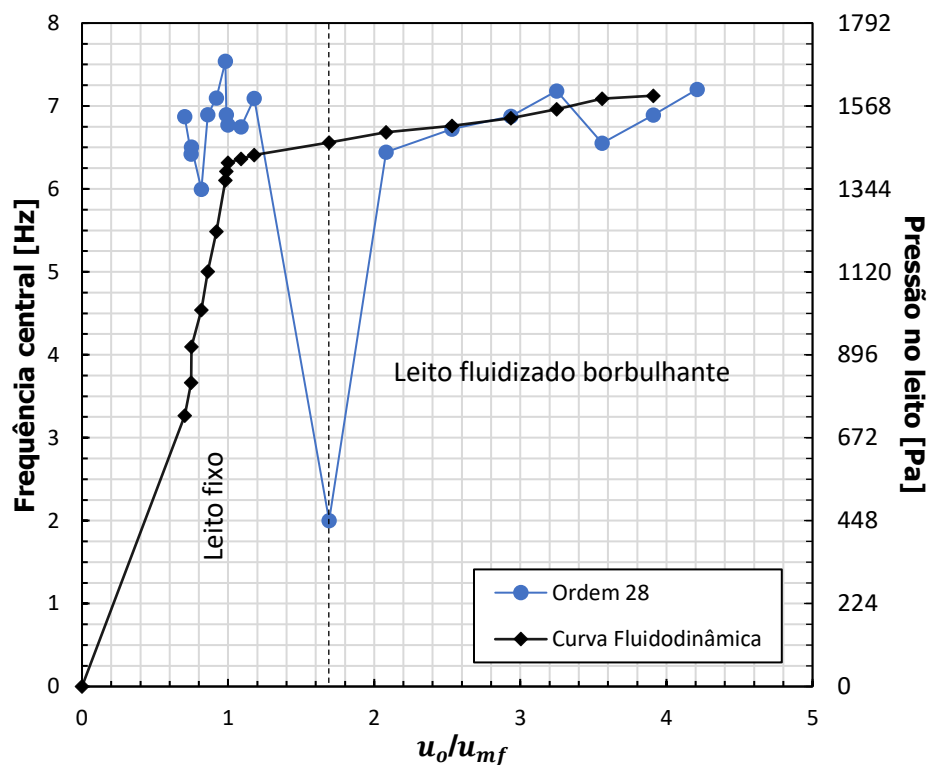
Fonte: Autoria própria.

Gráfico 8 – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de  $d_p = 194 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $70^\circ\text{C}$



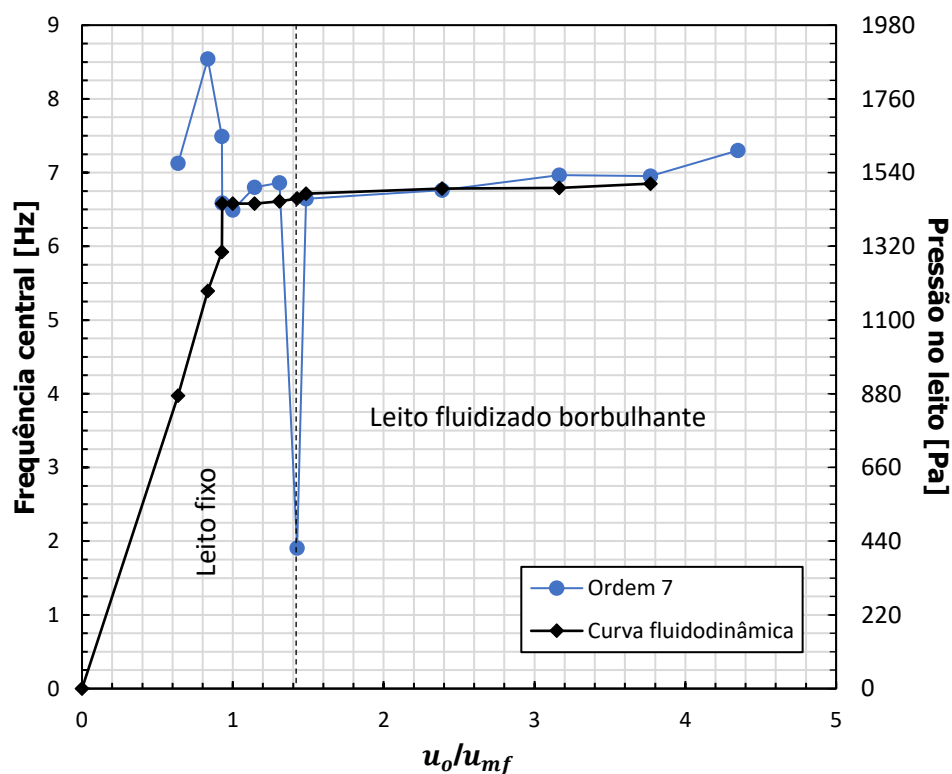
Fonte: Autoria própria.

Gráfico 9 – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de  $d_p = 359 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $50 \text{ }^\circ\text{C}$



Fonte: Autoria própria.

Gráfico 10 – Curvas fluidodinâmica e de frequência central gaussiana para partícula de  $d_p = 359 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $70 \text{ }^\circ\text{C}$



Fonte: Autoria própria.

Na mesma faixa de temperatura ( $T_L = 50\text{ °C}$  e  $T_L = 70\text{ °C}$ ), mas para partículas com diâmetro de Sauter igual a  $359\text{ }\mu\text{m}$ , o desvio atingiu a faixa de 40 a 70%. Tais resultados sugerem que, a presença de uma condição de leito fluidizado borbulhante plena pode ser garantida com o uso de razões  $u_o/u_{mf}$  maiores que 1,3 para as partículas mais finas, e maiores que 1,7 para as partículas mais grossas. Portanto, assumindo ainda uma margem de segurança, os testes de transferência de calor relativos a uma condição real de leito fluidizado borbulhante correspondem a aqueles programados com o uso de velocidades de fluidização na faixa de  $2u_{mf}$  a  $4u_{mf}$ .

A análise dos valores das frequências centrais também mostra que, em todas as combinações testadas, o regime de fluidização borbulhante e de leito fixo é caracterizado por valores de frequência central que oscilam entre 6,0 Hz e 7,0 Hz, decrescendo abruptamente na faixa de 0 Hz a 2,0 Hz na condição próxima da defluidização. Estes resultados refletem o comportamento encontrado por Parise (2007). As instabilidades apresentadas para a convergência da velocidade de mínima fluidização da curva fluidodinâmica com a da frequência central gaussiana sugerem várias hipóteses. Entre os motivos destas instabilidades estariam o efeito da carga eletrostática das partículas, o baixo nível de pressão do soprador, o colapso parcial do leito em regiões do seu volume, e até mesmo a tela sobreposta ao distribuidor que interfere diretamente na formação das bolhas e nas flutuações de pressão.

A Tabela 11 apresenta as ordens do filtro digital e velocidades de mínima fluidização para cada condição experimental. Vale salientar que, geralmente, a velocidade de mínima fluidização é avaliada sob condição de sala, isto é, temperatura ambiente e pressão atmosférica. No entanto, é muito comum para aplicações práticas, a avaliação da velocidade de mínima fluidização nas condições operacionais, uma vez que, dessa forma, se leva em consideração o efeito líquido das mudanças das propriedades termofísicas do agente fluidizante.

**Tabela 11 – Ordens do filtro digital e velocidades de mínima fluidização**

$T_L$ [°C]	$\bar{d}_p$ [μm]	$u_{mf}$ [m/s]	$P_{L,mf}$ [Pa]	Ordem (IIR)
50	194	0,027	1443,17	28
70	194	0,025	1425,70	35
50	359	0,060	1415,35	28
70	359	0,046	1434,46	7

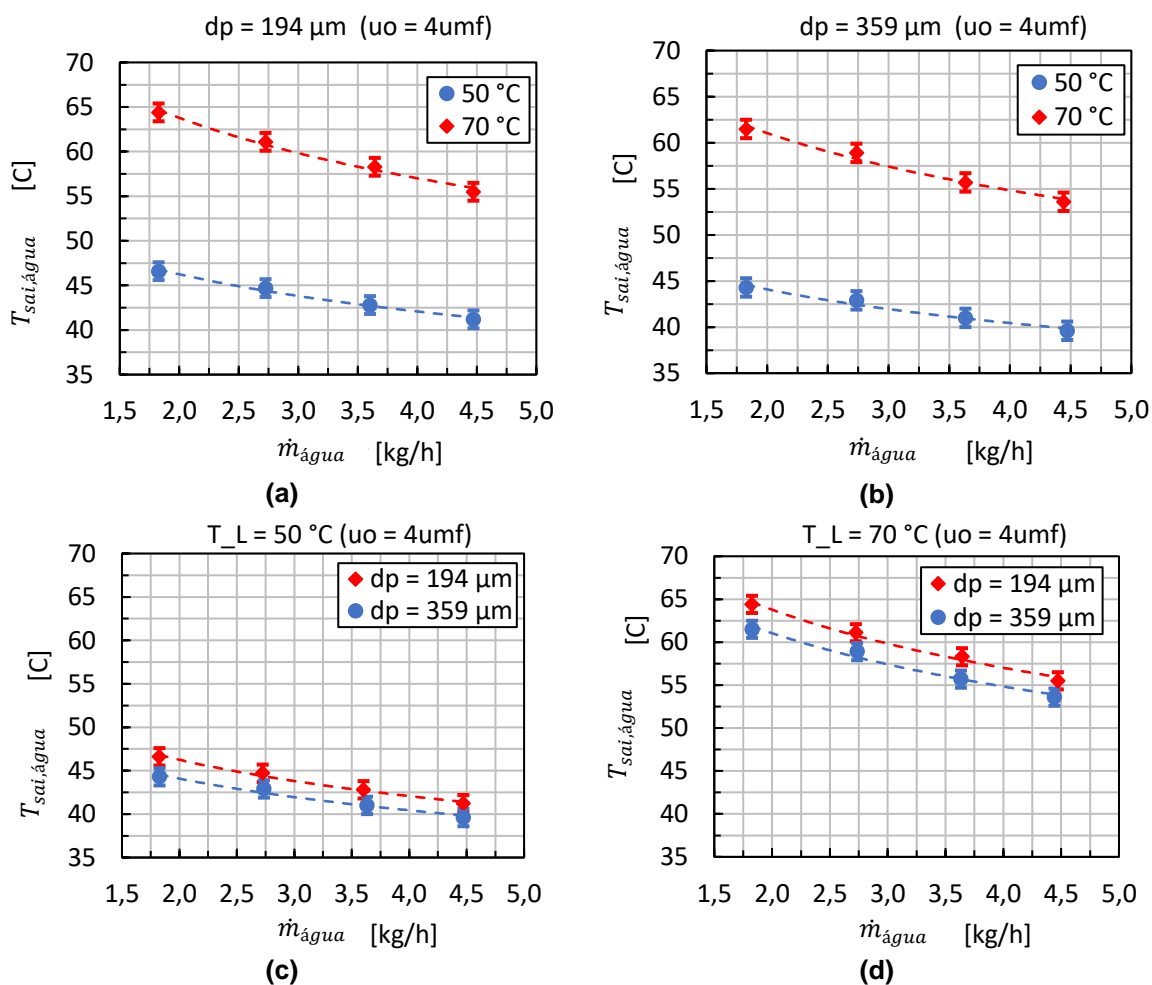
Fonte: Autoria própria.

## 4.2 TEMPERATURAS DE SAÍDA DA ÁGUA E TAXA DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Trinta e dois experimentos foram realizados conforme as condições de operação estabelecidas no planejamento experimental. Os resultados relativos aos dezesseis primeiros testes (condição de fluidização em regime borbulhante com  $u_o/u_{mf} = 4$ ) estão ilustrados no Gráfico 11, contendo as respectivas curvas de tendências e incertezas.

Os resultados verificaram a presença de maiores temperaturas da água na saída quando utilizados conjuntamente as partículas de  $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$  e a temperatura do leito igual a  $70 \text{ }^\circ\text{C}$ .

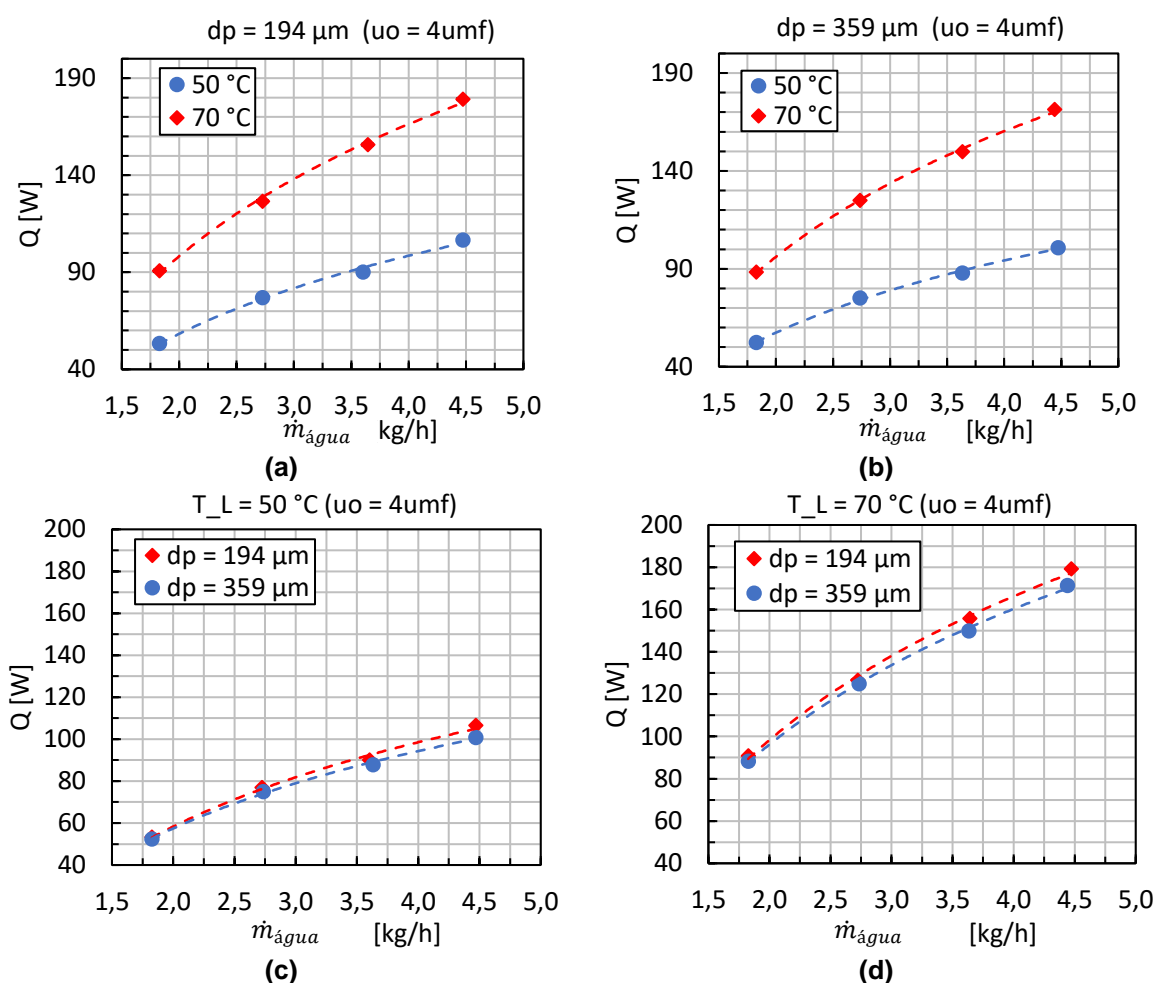
**Gráfico 11 – Temperaturas de saída de água obtidas nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$**



Fonte: Autoria própria.

A temperatura da água na saída do trocador é consequência da taxa de transferência de calor promovida durante a passagem do líquido, a qual tende a ser intensificada pela maior área efetiva de contato das partículas de menor diâmetro e, principalmente, pelo maior gradiente de temperatura existente entre o leito e a água que ingressa no trocador de calor. Os perfis da taxa de transferência de calor, que corroboram o anteriormente citado, são apresentados no Gráfico 12.

**Gráfico 12 – Taxas de transferência de calor obtidas nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$**

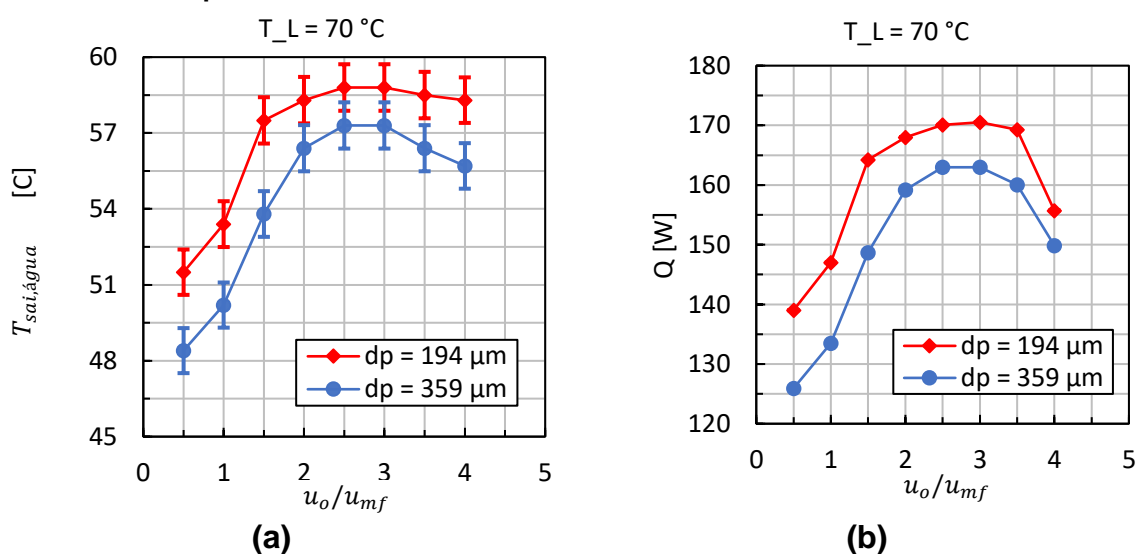


O Gráfico 13 apresenta as temperaturas de saída de água e as taxas de transferência de calor para os dois tamanhos de partícula analisados, sob temperatura do leito de  $70 \text{ }^\circ\text{C}$ , variando-se a razão  $u_o/u_{mf}$  desde 0,5 até 4,0 em incrementos de 0,5. Os testes 17 a 23, mais o teste 7, compõem a curva vermelha. Os testes 25 a 31, mais o teste 15, compõem a curva azul.



No Gráfico 13 é possível observar uma região ótima da transferência de calor, tanto para a partícula de  $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$ , quanto para a partícula de  $\bar{d}_p = 359 \mu\text{m}$ . Para as condições aqui testadas, a região ótima de operação foi encontrada na faixa da razão  $u_o/u_{mf}$  compreendida entre 2,5 e 3,0. O pico máximo de transferência de calor pode ser explicado a partir dos efeitos simultâneos ocasionados pela presença das bolhas sobre a variação da porosidade do leito e na turbulência do escoamento gás-sólido. A razões  $u_o/u_{mf}$  abaixo de 2,5, o leito é mais compacto ou denso, porém, as poucas bolhas formadas são ainda insuficientes para promover uma excelente movimentação das partículas do leito em relação às superfícies em contato. Já, a razões  $u_o/u_{mf}$  acima de 3, a presença de bolhas cresce e a agitação das partículas torna-se mais vigorosa, no entanto, levando também ao aumento da fração da fase gasosa do leito e diminuindo a concentração das partículas em contato com as paredes.

**Gráfico 13 – Temperaturas de saída de água e taxas de transferência de calor obtidas nos ensaios experimentais sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com  $T_L = 70 \text{ }^\circ\text{C}$**

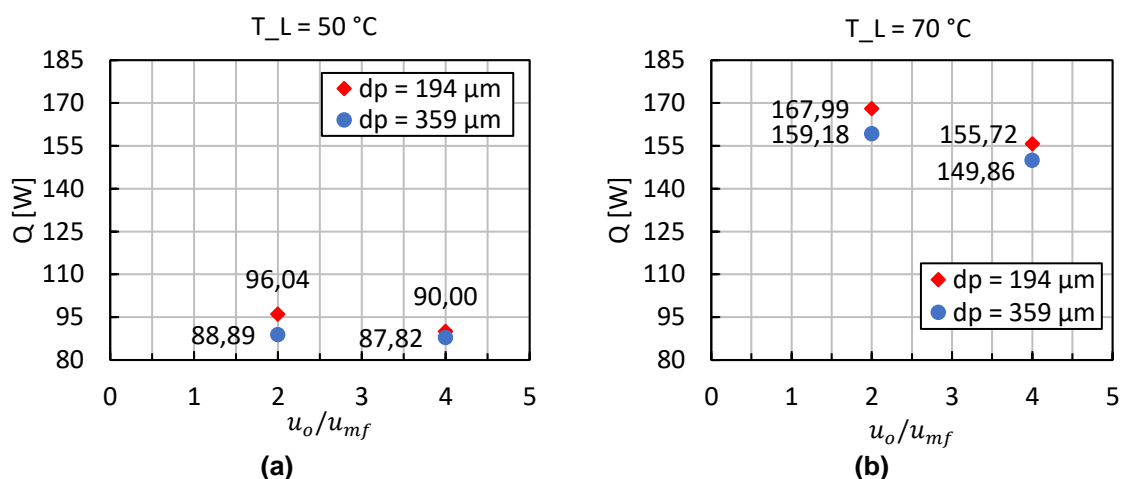


Fonte: Autoria própria.

O Gráfico 14 apresenta o efeito da temperatura do leito na taxa de transferência de calor sob duas condições de leito fluidizado borbulhante pleno ( $u_o/u_{mf}$  de 2,0 e 4,0). Os resultados mostraram que, para as duas temperaturas do leito avaliadas, houve uma perda na capacidade de troca térmica quando a relação  $u_o/u_{mf}$  mudou de 2,0 para 4,0. Estas perdas foram de aproximadamente 7% para  $T_L = 70 \text{ }^\circ\text{C}$  e de cerca de 6% para  $T_L = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ , para partículas com  $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$ , e de

aproximadamente 6% à  $T_L = 70\text{ °C}$  e de cerca de 1% à  $T_L = 50\text{ °C}$ , para partículas com  $\bar{d}_p = 359\text{ }\mu\text{m}$ . Isto sugere que a partícula de menor tamanho foi mais sensível à mudança promovida na relação  $u_o/u_{mf}$ .

**Gráfico 14 – Taxas de transferência de calor obtidas nos ensaios experimentais com  $u_o/u_{mf} = 2$  e  $u_o/u_{mf} = 4$**



Fonte: Autoria própria.

#### 4.3 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR SUSPENSÃO-PAREDE

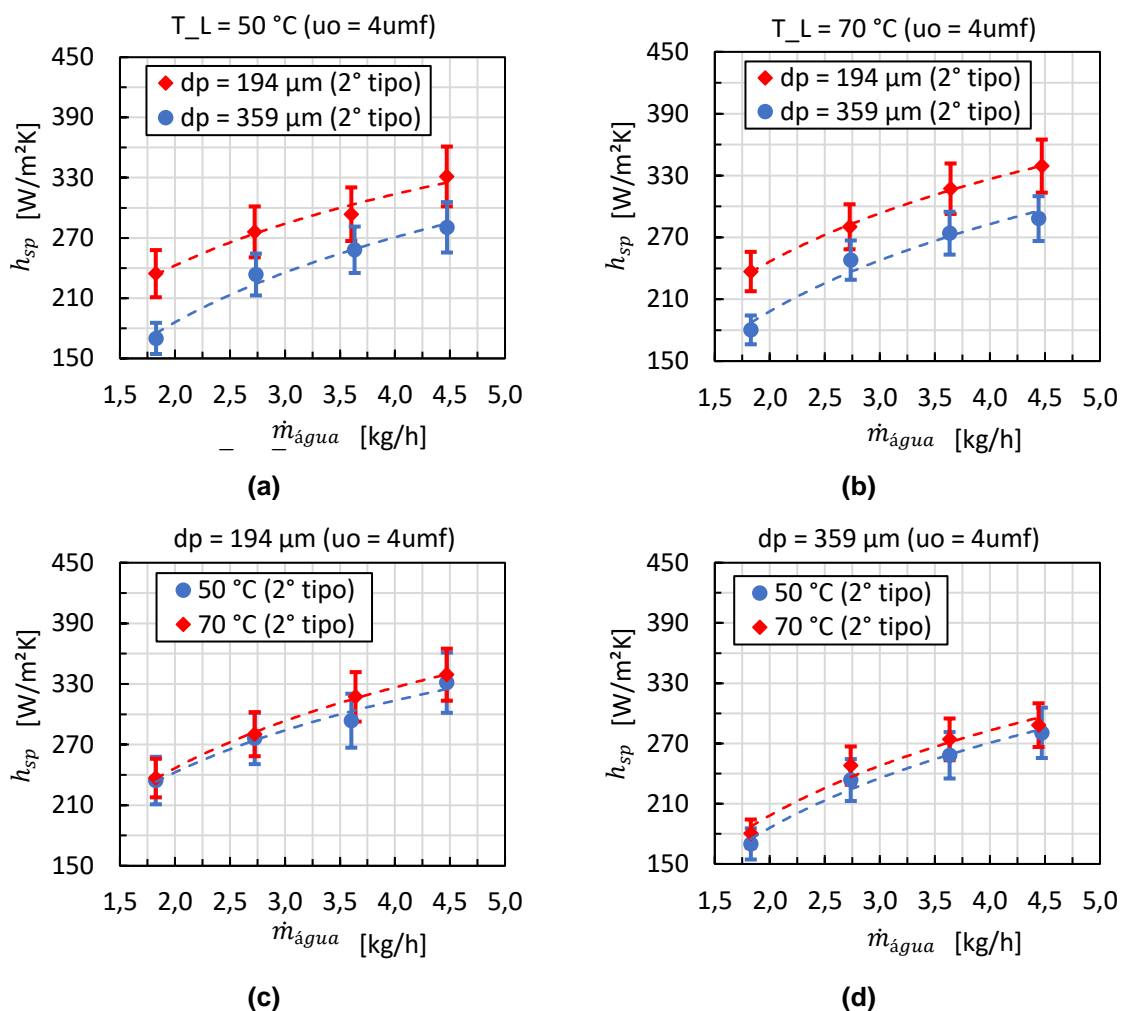
Como representado pelo algoritmo do Fluxograma 2 (item 3.6), o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede é calculado com base nas informações experimentais obtidas para a água que escoia pela região anular do trocador de calor.

Os resultados relativos aos coeficientes convectivos para a região anular na jaqueta de água, para as soluções de ambos os tipos, são apresentados no Apêndice E.

O Gráfico 15 apresenta os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais para a condição de fluidização em regime borbulhante mais afastada da região de defluidização ( $u_o = 4u_{mf}$ ), com solução do segundo tipo. Os resultados aqui obtidos indicaram que os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede, para os testes realizados com partículas de  $\bar{d}_p = 194\text{ }\mu\text{m}$ , foram maiores aos daqueles realizados com partículas de  $\bar{d}_p = 359\text{ }\mu\text{m}$ , sob uma mesma temperatura do leito (Gráfico 15a e 15b). De acordo com Basu (2006), isto é explicado pela diminuição da camada fina existente entre a superfície

da parede do leito e as partículas adjacentes ao usar partículas de menor granulometria, levando ao incremento no número efetivo de locais de contato.

**Gráfico 15 – Coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$ , para solução do segundo tipo**



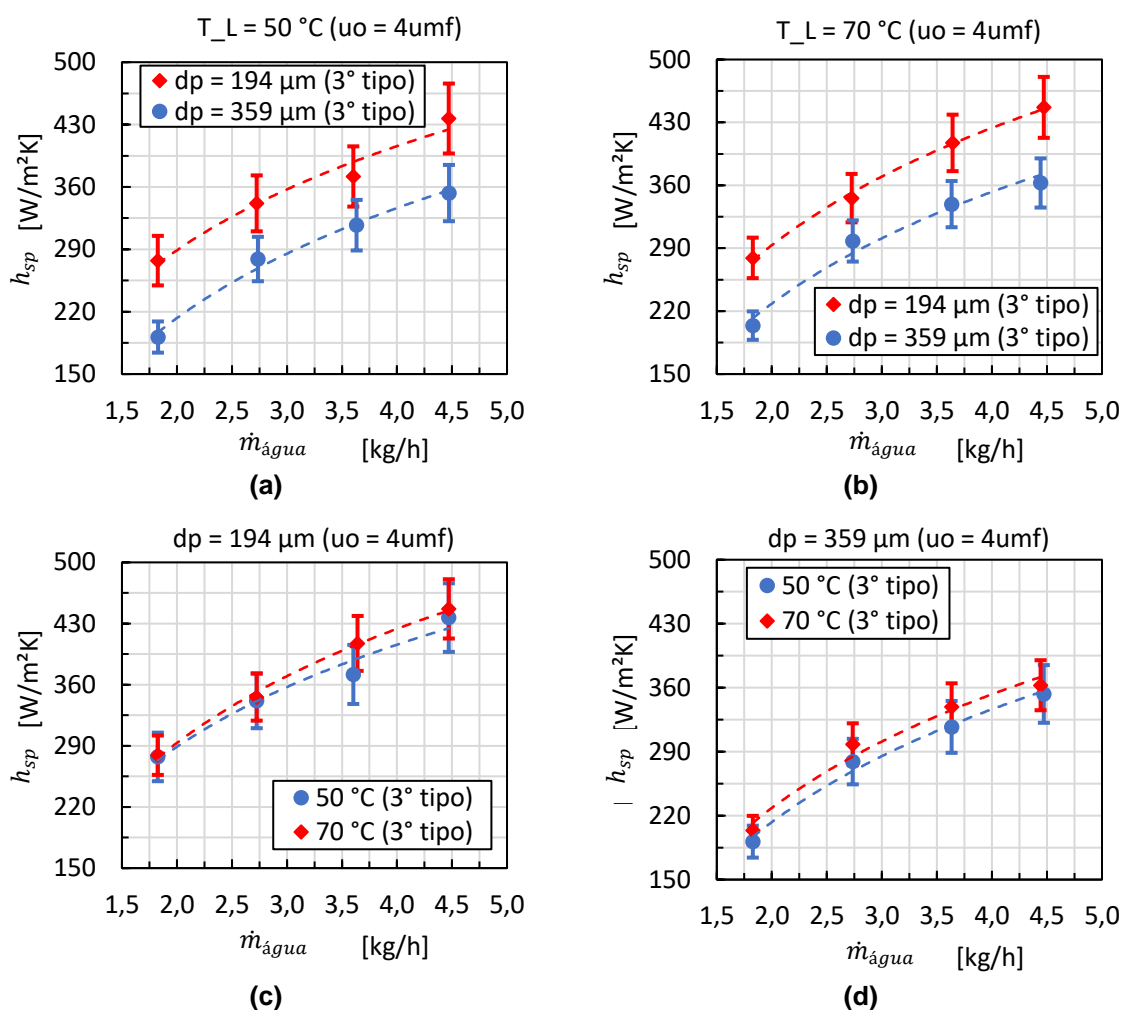
Fonte: Autoria própria.

Ao manter constante o tamanho de partícula, os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede apresentaram valores aparentemente superiores quando utilizada uma temperatura de leito mais elevada (Gráfico 15c e 15d). No entanto, uma vez que as incertezas dos valores obtidos para os coeficientes se sobrepõem, não foi possível confirmar o efeito da temperatura do leito quando esta muda de  $50^\circ C$  para  $70^\circ C$ .

O Gráfico 16 apresenta os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$  para solução do terceiro tipo. A mesma discussão realizada sobre o Gráfico 15 é válida para o Gráfico 16.

Contudo, o Gráfico 16, que é analisado sob uma temperatura uniforme na parede interna do duto anular (terceiro tipo), exibiu maiores valores para o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede do que no Gráfico 15. A diferença entre as soluções do segundo e do terceiro tipos variaram na faixa de 21,61 W/(m<sup>2</sup>K) a 107,59 W/(m<sup>2</sup>K), o que corresponde a uma mudança percentual de 11,28% a 24,17%.

**Gráfico 16 – Coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4\text{umf}$ , para solução do terceiro tipo**



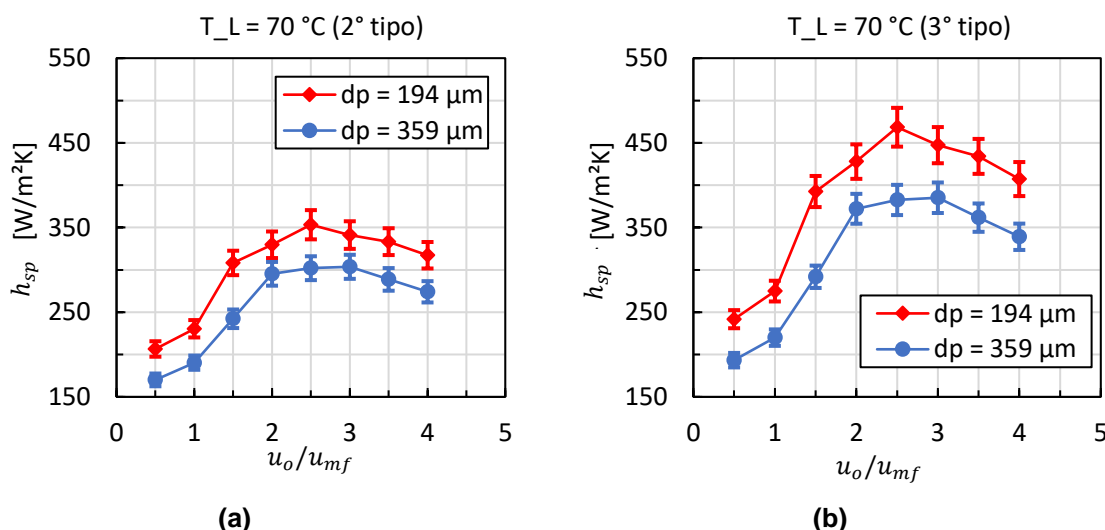
Fonte: Autoria própria.

Nos Gráficos 15 e 16 é ainda observada a mudança do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede em relação aos incrementos na vazão mássica de água na região anular da jaqueta. De acordo com Kunii e Levenspiel (1991), os trabalhos já realizados em colunas verticais sugerem que o valor deste coeficiente depende, principalmente, da velocidade de fluidização, do tipo de distribuidor de gás, do diâmetro médio de partícula e da densidade do leito. A

condição de contorno do lado da superfície interna de troca térmica na região anular, a qual é assumida inalterada ao longo do comprimento do trocador de calor com a escolha do tipo de condição de contorno para obtenção da solução, pode ser o motivo provável para tal comportamento do perfil.

O Gráfico 17 apresenta os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede para as duas partículas analisadas, sob temperatura do leito de 70 °C, variando-se a razão  $u_o/u_{mf}$  desde 0,5 até 4,0 em incrementos de 0,5. Os testes 17 a 23, mais o teste 7, compõem a curva vermelha. Os testes 25 a 31, mais o teste 15, compõem a curva azul. Nestes testes, a vazão mássica de água na região anular do trocador de calor foi mantida fixa no valor de  $3,62 \pm 0,02$  kg/h.

**Gráfico 17 – Coeficientes de transferência de calor suspensão-parede obtidos nos ensaios experimentais sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com  $T_L = 70$  °C**



Fonte: Autoria própria.

Os resultados do Gráfico 17 indicaram a presença de picos no valor do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede. Enquanto para as partículas com  $\bar{d}_p = 194$  µm, o valor máximo foi encontrado na razão  $u_o/u_{mf} = 2,5$ , para as partículas com  $\bar{d}_p = 359$  µm, o pico no valor do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede foi encontrado na razão  $u_o/u_{mf} = 3,0$ . O atraso na presença do pico para as partículas de maior diâmetro confirma a utilidade da aplicação do método da frequência central gaussiana neste trabalho, uma vez que um atraso, de aproximadamente na mesma proporção, foi identificado pelo método no início da

condição de regime de fluidização borbulhante pleno em relação às partículas mais finas.

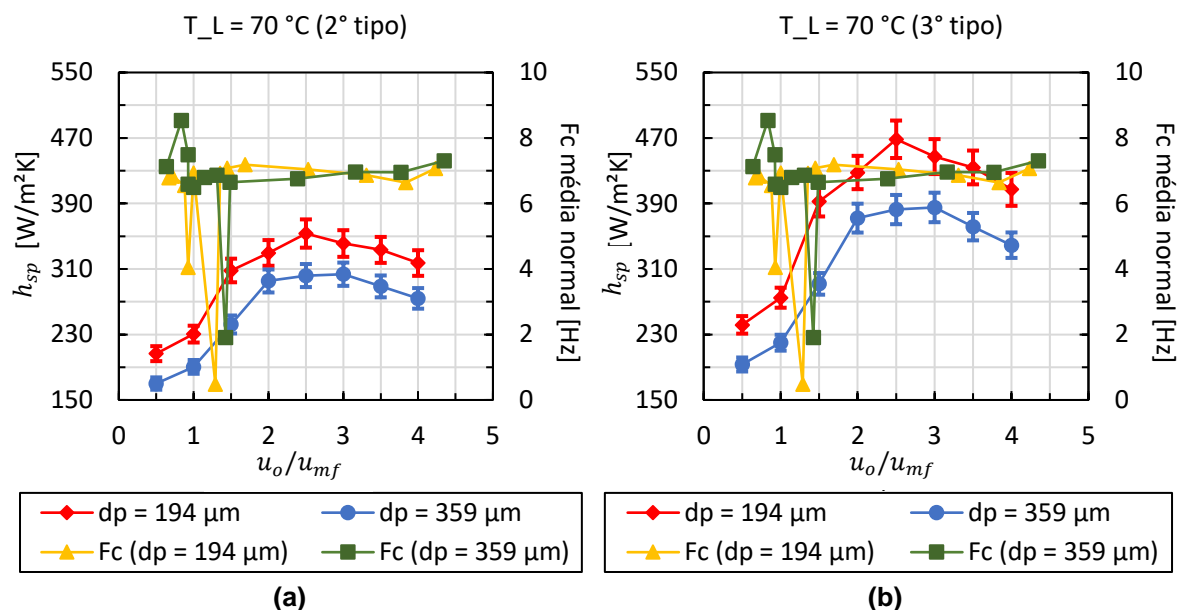
O comportamento dos perfis do Gráfico 17 está de acordo com o apresentado por Zhang e Koksal (2006), que também encontraram valores máximos do coeficiente de transferência de calor para areia numa faixa similar de  $u_o/u_{mf}$  com alimentação contínua de ar na coluna de fluidização. O perfil característico das curvas é justificado pelo efeito conjunto do movimento de sólidos e a mudança na porosidade do leito. Por um lado, uma maior razão  $u_o/u_{mf}$  tende a intensificar o mecanismo de transferência de calor partícula-convectiva, mas por outro, a diminuir a concentração de sólidos devido ao aumento do tamanho e do número de bolhas de gás na superfície de troca térmica, conforme destacado por Abid, Ali e Alzubaidi (2011). Os resultados aqui obtidos sugerem que a velocidade de fluidização requerida para a obtenção do maior valor do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede é influenciado pelo tamanho da partícula, com a partícula mais fina exigindo menor valor na razão  $u_o/u_{mf}$ .

Ao comparar as soluções obtidas a partir das condições de contorno térmicas impostas, os maiores valores para os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede corresponderam à solução do terceiro tipo (Gráfico 17b). A opção pelas soluções do segundo e do terceiro tipos promoveu uma variação percentual de 12,05% a 24,58% no valor do coeficiente.

O Gráfico 18 apresenta a relação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede com as curvas das frequências centrais gaussianas. É possível verificar que os picos invertidos no sinal da frequência central estiveram presentes na região de maior mudança no valor do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede, como esperado.

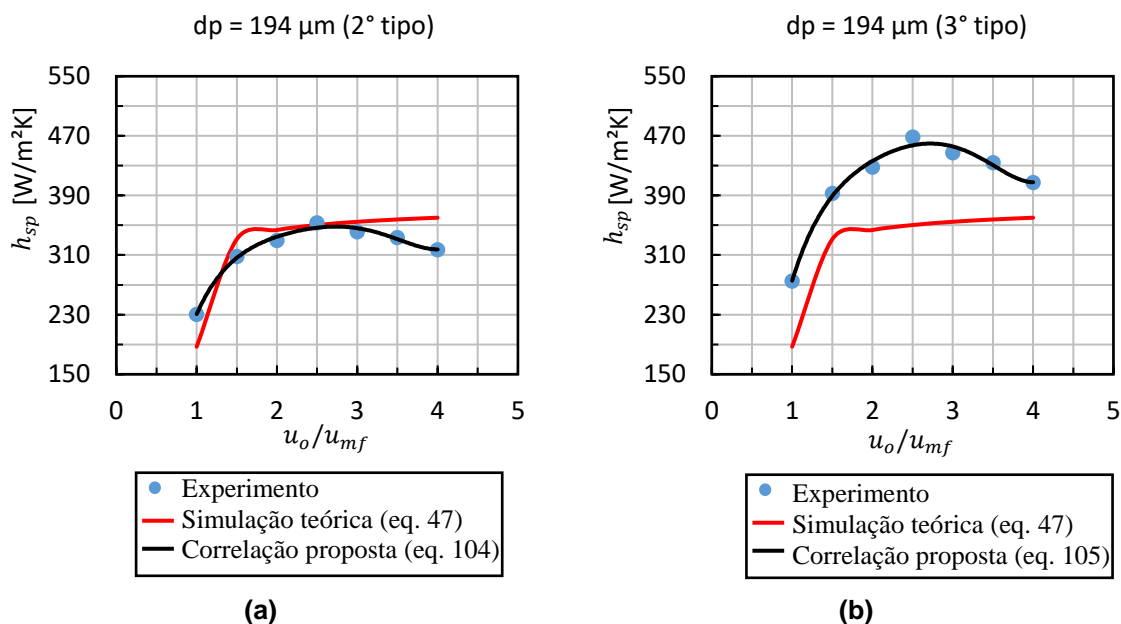
A literatura relata que o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede em leitos fluidizados ( $u_o/u_{mf} \geq 1,0$ ) pode variar aproximadamente de 100 W/(m<sup>2</sup>K) a 800 W/(m<sup>2</sup>K) (ZHANG e KOKSAL, 2006). Assim, os resultados obtidos com ambas as soluções das condições de contorno mostraram-se coerentes, porém, não sendo possível determinar qual delas fornece uma melhor aproximação.

**Gráfico 18 – Relação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede com as curvas das frequências centrais gaussianas obtidos nos ensaios experimentais sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com  $T_L = 70\text{ }^\circ\text{C}$**

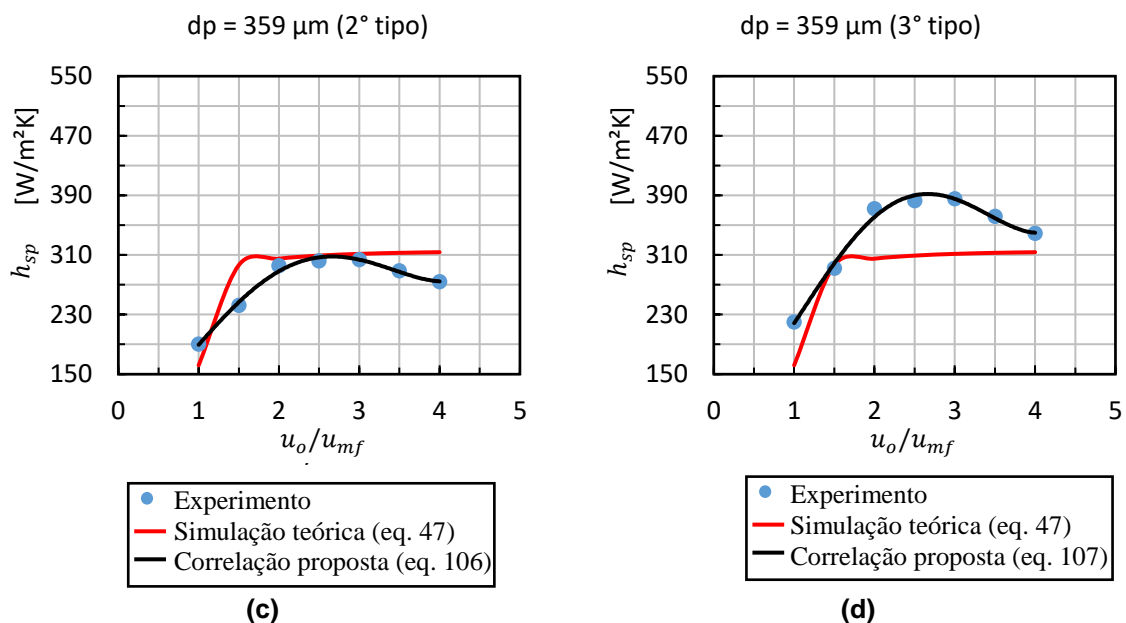


O Gráfico 19 compara os valores do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede obtidos experimentalmente com os valores teóricos simulados, em função da razão da velocidade de fluidização ( $u_o/u_{mf}$ ).

**Gráfico 19 – Comparação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e teórico sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com  $T_L = 70\text{ }^\circ\text{C}$ : (a) para solução do segundo tipo com  $dp=194\mu\text{m}$ ; (b) para solução do terceiro tipo com  $dp=194\mu\text{m}$ ; (c) para solução do segundo tipo com  $dp=359\mu\text{m}$ ; (d) para solução do terceiro tipo com  $dp=359\mu\text{m}$  (continua)**



**Gráfico 19 – Comparação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e teórico sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com  $T_L = 70\text{ °C}$ : (a) para solução do segundo tipo com  $dp=194\mu\text{m}$ ; (b) para solução do terceiro tipo com  $dp=194\mu\text{m}$ ; (c) para solução do segundo tipo com  $dp=359\mu\text{m}$ ; (d) para solução do terceiro tipo com  $dp=359\mu\text{m}$  (conclusão)**



Fonte: Autoria própria.

As curvas na cor vermelha representam o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede, calculado mediante a equação 47. Os pontos azuis correspondem aos dados experimentais e, a curva na cor preta, à linha de tendência do comportamento destes. No Gráfico 19, é possível observar que a correlação teórica da equação 47, assumindo a solução de segundo tipo, converge bem para o valor máximo, correspondendo a uma diferença de  $3,01\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou  $0,85\%$  para  $\bar{d}_p = 194\ \mu\text{m}$ , e a uma diferença de  $7,14\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou  $2,36\%$  para  $\bar{d}_p = 359\ \mu\text{m}$ . Ao assumir a solução de terceiro tipo, percebe-se pouca convergência com os dados experimentais. Neste caso, a correlação teórica da equação 47 apresenta as menores diferenças em  $u_o/u_{mf}=1,5$  e  $u_o/u_{mf}=4,0$ , não sendo possível verificar a presença de um valor máximo para  $h_{sp}$  nessa faixa de relação de velocidades do gás. Para os dois tipos de condição de contorno, a curva teórica mostra que o valor de  $h_{sp}$  atinge um valor máximo perto de  $u_o/u_{mf}=1,5$ , mantendo-se quase constante em maiores relações de velocidades do gás.

Ainda no Gráfico 19, a relação entre os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e teórico apresentou uma maior proximidade para o leito com partículas de  $194\ \mu\text{m}$  de diâmetro, tanto para a solução de segundo tipo



quanto para a solução de terceiro tipo. Ao comparar os tipos de soluções, a relação entre os coeficientes experimental e teórico apresentou maior proximidade para a solução de segundo tipo, tanto para leito com  $\bar{d}_p=194 \mu\text{m}$ , quanto  $\bar{d}_p=359 \mu\text{m}$ . A comparação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e teórico, sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com temperatura do leito igual a  $70^\circ\text{C}$ , apresentou diferenças entre  $3,01 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $54,06 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou de  $0,85\%$  a  $22,32\%$  para solução de segundo tipo, e diferenças entre  $4,47 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $118,16 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou de  $1,53\%$  a  $31,99\%$  para solução de terceiro tipo.

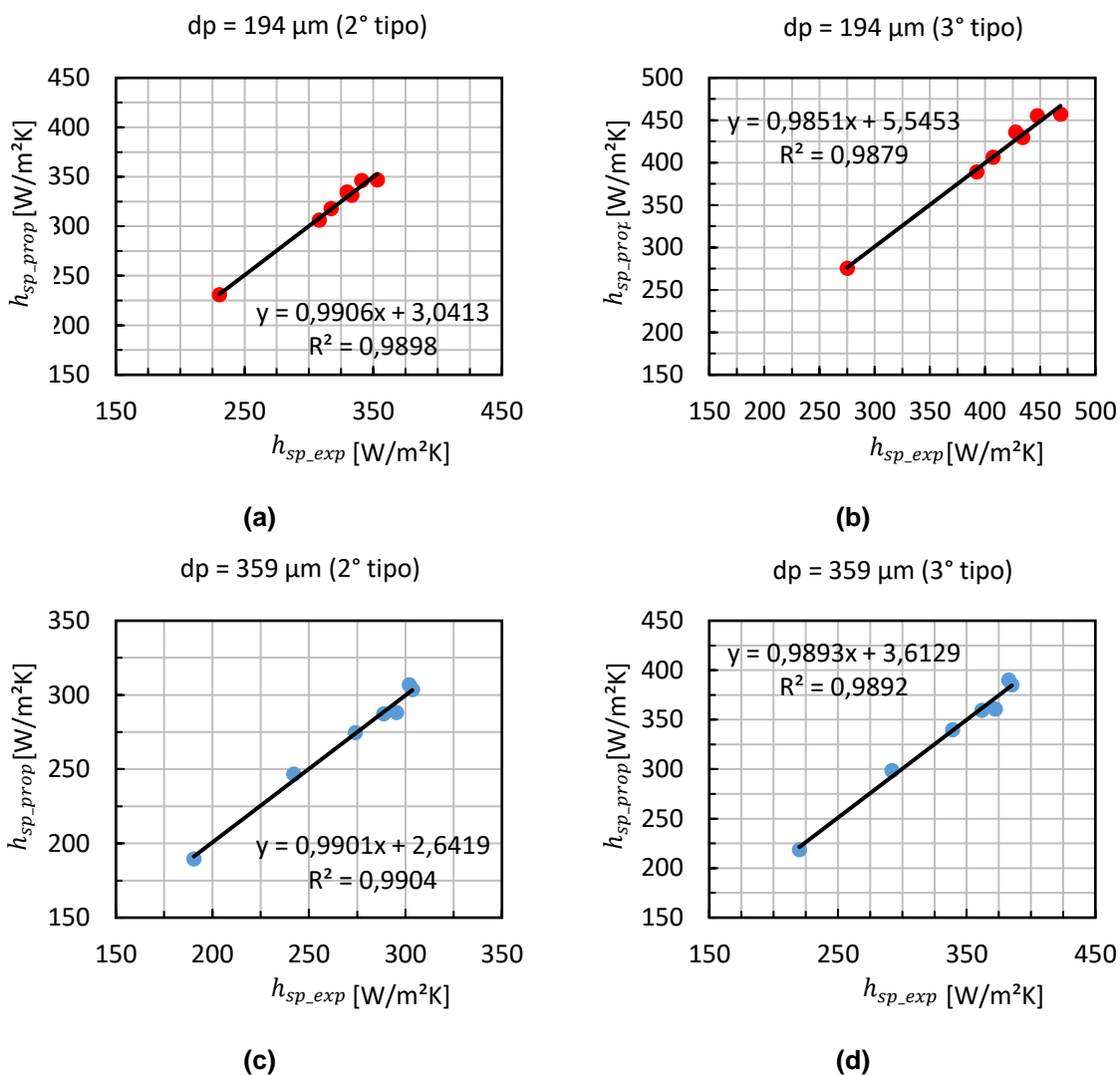
As correlações experimentais sugeridas para o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede, obtidas a partir das linhas de tendência do Gráfico 19, estão resumidas na Tabela 12. O Gráfico 20 apresenta a relação entre os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e proposto sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com  $T_L = 70^\circ\text{C}$ . Todas as correlações propostas são válidas nas condições dispostas na Tabela 12, tendo ar atmosférico como agente fluidizante e coluna de fluidização com  $0,08 \text{ m}$  de diâmetro interno.

**Tabela 12 – Correlações experimentais sugeridas para o coeficiente de transferência de calor suspensão-parede**

$\bar{d}_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	$T_L$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$u_o/u_{mf}$	Tipo de solução aplicada na jaqueta d'água	Correlação experimental sugerida
194	70	1,0-4,0	Segundo tipo	$h_{sp} = 5,8187 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^5 - 76,173 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^4 + 392,25 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^3 - 1019 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^2 + 1377,3 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right) - 449,44 \quad (R^2 = 0,9898) \quad (104)$
194	70	1,0-4,0	Terceiro tipo	$h_{sp} = 8,4653 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^5 - 109,07 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^4 + 552,74 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^3 - 1422,4 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^2 + 1932,3 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right) - 686,55 \quad (R^2 = 0,988) \quad (105)$
359	70	1,0-4,0	Segundo tipo	$h_{sp} = 5,3061 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^4 - 46,632 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^3 - 105,57 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^2 + 28,761 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right) - 96,424 \quad (R^2 = 0,9904) \quad (106)$
359	70	1,0-4,0	Terceiro tipo	$h_{sp} = 9,4085 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^4 - 86,045 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^3 + 222,06 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right)^2 - 62,618 \left(\frac{u_o}{u_{mf}}\right) + 135,66 \quad (R^2 = 0,9892) \quad (107)$

Fonte: Autoria própria.

**Gráfico 20 – Relação entre os coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e proposto sob várias razões  $u_0/u_{mf}$  com  $T_L = 70\text{ °C}$ : (a) para solução do segundo tipo com  $dp=194\mu\text{m}$ ; (b) para solução do terceiro tipo com  $dp=194\mu\text{m}$ ; (c) para solução do segundo tipo com  $dp=359\mu\text{m}$ ; (d) para solução do terceiro tipo com  $dp=359\mu\text{m}$**



Fonte: Autoria própria.

As divergências entre os valores experimentais e os valores das correlações propostas se encontraram entre  $0,03\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $7,27\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou entre  $0,01\%$  e  $2,46\%$ , quando aplicada a solução de segundo tipo na jaqueta d'água. Estas divergências ficaram entre  $0,05\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $11,52\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou entre  $0,01\%$  e  $3,03\%$ , quando aplicada a solução de terceiro tipo na jaqueta d'água.

## 5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho, um trocador de calor tipo jaqueta, operado em regime de fluidização borbulhante monitorado com medidas de flutuação de pressão, foi projetado, construído e avaliado em termos do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede e de outros parâmetros operacionais. Simulações realizadas com base no modelo do projeto do sistema de LFB permitiu estabelecer as condições do planejamento experimental para 32 testes, nos quais são utilizadas partículas de diâmetro médio de Sauter de 194  $\mu\text{m}$  e 359  $\mu\text{m}$ , temperaturas do leito de 50°C e 70°C, bem como diferentes vazões de água de arrefecimento e valores da razão  $u_o/u_{mf}$ .

O método da frequência central gaussiana aqui aplicado mostrou-se útil para o monitoramento da condição de fluidização de partículas aquecidas pertencentes ao grupo B de Geldart na faixa de razão  $u_o/u_{mf}$  entre 0,5 e 4,0. Em particular, o método serviu como ferramenta para identificar o início da condição de leito fluidizado borbulhante pleno quando utilizadas partículas de diâmetros diferentes, abrindo possibilidades para seu uso como dispositivo de controle em tempo real direcionado à otimização operacional de trocadores de calor gás-sólido.

Em relação ao rendimento do trocador de calor projetado e testado, os resultados indicaram valores do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede na faixa de  $169,93 \pm 7,52 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  a  $353,28 \pm 29,78 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ , para solução de segundo tipo, e de  $191,54 \pm 8,55 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  a  $468,43 \pm 39,27 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ , para solução de terceiro tipo. Estes valores estão dentro da faixa reportada na literatura, sugerindo a aplicação de qualquer uma destas duas condições de contorno na avaliação de um trocador de calor tipo jaqueta com parede externa isolada termicamente, instalado em uma coluna de leito fluidizado borbulhante.

O comportamento dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede em função do tamanho de partícula, temperatura do leito, vazão de água na região anular concêntrica e a relação  $u_o/u_{mf}$  foi conforme esperado. Em particular, foi constatada a presença de maiores coeficientes de transferência de calor suspensão-parede quando se utilizaram partículas de menor tamanho (194  $\mu\text{m}$ ) e temperaturas de leito mais elevadas (70°C). Para esta temperatura de leito, foi possível encontrar uma velocidade ótima de fluidização para a transferência de calor

de partículas do Grupo B de Geldart, correspondendo neste caso a  $2,5u_{mf}$  para partículas com  $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$  e a  $3,0u_{mf}$  para partículas com  $\bar{d}_p = 359 \mu\text{m}$ .

Ao comparar a taxa de transferência de calor fornecida por duas condições de leito em regime de fluidização borbulhante pleno ( $u_o = 2u_{mf}$  e  $u_o = 4u_{mf}$ ), foi possível verificar que o efeito líquido da minimização simultânea no número e tamanho das bolhas e a redução da turbulência no leito borbulhante gás-sólido é mais favorável na menor razão  $u_o/u_{mf}$  para a transferência de calor, contribuindo isto também para economia no consumo de gás fluidizante.

A comparação dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede experimental e teórico, sob várias razões  $u_o/u_{mf}$  com temperatura do leito igual a  $70^\circ\text{C}$ , mostrou variações nas magnitudes, apresentando diferenças de  $3,01 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  a  $54,06 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou de  $0,85\%$  a  $22,32\%$  para solução de segundo tipo, e diferenças de  $4,47 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  a  $118,16 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou de  $1,53\%$  a  $31,99\%$  para solução de terceiro tipo. Tais diferenças motivaram a proposta de novas correlações experimentais que pudessem descrever o comportamento dos coeficientes de transferência de calor suspensão-parede sob as condições experimentais impostas neste trabalho. As correlações experimentais apresentaram boa convergência com os dados experimentais em função da razão  $u_o/u_{mf}$ . As divergências entre os valores experimentais e os valores das correlações propostas se encontraram entre  $0,03 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $7,27 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou entre  $0,01\%$  e  $2,46\%$ , quando aplicada a solução de segundo tipo na jaqueta d'água. Estas divergências ficaram entre  $0,05 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  e  $11,52 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  ou entre  $0,01\%$  e  $3,03\%$ , quando aplicada a solução de terceiro tipo na jaqueta d'água.

Como trabalhos futuros, sugere-se a análise do perfil de temperatura ao longo da jaqueta d'água, abrangendo neste caso, o estudo de coeficientes de transferência de calor suspensão-parede locais. Seguindo esta sugestão, propõe-se também um trabalho direcionado à análise do escoamento laminar com condição de perfil hidrodinâmico e térmico ainda em desenvolvimento em dutos anulares concêntricos.

Outros trabalhos poderiam ser focados ao estudo da transferência de calor usando partículas de diferentes naturezas ou características, simulações numéricas com base em fluidodinâmica computacional para comparação dos dados experimentais aqui obtidos e estudos com aplicação de novas técnicas de análise de

flutuações de pressão, como transformada *wavelet*, distribuição de pseudo-probabilidade de estruturas por curva gaussiana em torno da amplitude de flutuação média, teste de Kolmogorov-Smirnov, entropia de Komolgorov aplicada ao estado-caos, análise de quantificação de recorrência cruzada (ARQC).

## REFERÊNCIAS

- ABID, B. A.; ALI, J. M.; ALZUBAIDI, A. A.. Heat transfer in gas–solid fluidized bed with various heater inclinations. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**. Baghdad, pp. 2228 - 2233. jan. 2011.
- AGHAALI, H.; ÅNGSTRÖM, H-E.. A review of turbocompounding as a waste heat recovery system for internal combustion engines. **Renewable And Sustainable Energy Reviews**, Stockholm, n. 49, p.813-824, mai. 2015.
- BAI, B. et al.. Characterization of the void size distribution in fluidized beds using statistics of pressure fluctuations. **Powder Technology**, v.160, p. 81 – 92, 2005.
- BAI, D., GRACE, J. R., ZHU, J-X.. Characterization of gas fluidized beds of group C, A and B particles based on pressure fluctuations. **Canadian Journal of Chemical Engineering**, v.77, p.319-324, 1999.
- BASU, P.. **Combustion and Gasification in Fluidized Beds**. USA, Taylor & Francis, 473 p., 2006.
- BRIENS, C., McDOUGALL, S., CHAN, E.. On-line detection of bed fluidity in a fluidized bed coker. **Powder Technology**, v. 138, p. 160-168, 2003.
- BROWN, R. C.; BRUE, E.. Resolving dynamical features of fluidized beds from pressure fluctuations. **Powder Technology**, v. 119, pp. 68–80, 2001
- CASCIATORI, F. P. et al. Two-phase and two-dimensional model describing heat and water transfer during solid-state fermentation within a packed-bed bioreactor. **Chemical Engineering Journal**, Buri, n. 287, pp. 103-116, nov. 2015.
- ÇENGEL, Y. A.. CONVECCIÓN INTERNA FORZADA: Flujo por la sección anular entre tubos concéntricos. In: ÇENGEL, Yunus A.. **TRANSFERENCIA DE CALOR Y MASA: UN ENFOQUE PRÁCTICO**. 3. ed. Cidade do México: McGraw-Hill/Interamericana Editores, 2007. Cap. 8, p. 477.
- CHEN, J. C.. Surface Contact—Its Significance for Multiphase Heat Transfer: Diverse Examples. **Journal Of Heat Transfer**, Bethlehem PA, v. 125, pp. 549-566, ago. 2003.
- CHAPRA, S. C.. **Applied numerical methods with MATLAB for engineers and scientists**. McGraw-Hill, New York, 3 ed. 2012.
- CHEN, Y. et al. Direct resolution of differential pressure fluctuations to characterize multi-scale dynamics in a gas fluidized bed. **International Journal Of Multiphase Flow**, Xuzhou, China, v. 85, pp. 380-394, maio 2016.

DAS, B.; DATTA, A.. Modeling of hydrodynamics in a bubbling fluidized-bed gasifier and evaluation of the inter-phase gas exchange rate under different operating conditions. **Particuology**, Kolkata, v. 25, pp. 151-158, 19 out. 2015.

FLAMANT, G.; FATAH, N.; FLITRIS, Y.. Wall-to-bed heat transfer in gas-solid fluidized beds: prediction of heat transfer regimes. **Powder Technology**, Font-Romeu-Odeillo-Via, v. 69, pp. 223-230, 1992.

FLAMANT, G.; MENIGAULT, T.. Combined wall-to-fluidized bed heat transfer. Bubbles and emulsion contributions at high temperature. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, Odeillo, v. 30, n. 9, pp. 1803-1812, nov. 1986.

GELDART, D.. Types of Gas Fluidization. **Powder Technology**. Lausanne, pp. 285-292. maio 1973.

GRACE, J. R.. Contacting modes and behaviour classification of gas-solid and other two-phase suspensions. **Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 64, pp. 353-363, 1986.

HOWARD, J. R.. **Fluidized Bed Technology – Principles and Applications**, Adam Hilger, 1989.

INCROPERA, F. P. et al.. **Fundamentos de transferência de calor e de massa**. LTC: 6 ed. Rio de Janeiro, RJ, 2011, 455 p.

JOHNSSON, F. et al.. Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 26, p. 663-715, 2000.

JULIÁN, I.; HERGUIDO, J.; MENÉNDEZ, M.. Experimental and simulated solids mixing and bubbling behavior in a scaled Two-Section Two- Zone Fluidized Bed Reactor. **Chemical Engineering Science**, Zaragoza, n. 143, pp. 240-255, jan. 2016.

KAKAÇ, S.; LIU, H.; PRAMUANJAROENKIJ, A.. **Heat Exchangers: Selection, Rating, and Thermal Design**. 3. ed. London, CRC Press, 615 p., 2012.

KUNII, D.; LEVENSPIEL, O.. **Fluidization Engineering**. 2. ed. Boston, London, Singapore, Sydney, Toronto, Wellington: Butterworth-Heinemann, 1991. (Series in Chemical Engineering)

LIN, C-L.; WEY, M-Y.; YOU, S-D.. The effect of particle size distribution on minimum fluidization velocity at high temperature. **Powder Technology**, Taichung, n. 126, pp. 297-301, 20 mar. 2002.

LU, J. D.; FLAMANT, G.; SNABRE, P.. Towards a Generalized Model for Vertical Walls to Gas-Solid Fluidized Beds Heat Transfer - I. Particle Convection and Gas Convection. **Chemical Engineering Science**, Font-Romeu-Odeillo-Via, v. 48, n. 13, pp. 2479-2492, 1993.



MARTIN, H.. Heat Transfer Between Gas Fluidized Beds of Solid Particles and the Surfaces of Immersed Heat Exchanger Elements I, **Chemical Engineering Process**, v. 18, pp. 157–169, 1984.

MARTIN, H.. Heat Transfer Between Gas Fluidized Beds of Solid Particles and the Surfaces of Immersed Heat Exchanger Elements II, **Chemical Engineering Process**, n. 18, pp. 199–223, 1984.

MASSARANI, G.. **Problemas em Sistemas Particulados**. Edgard Blücher, 1984. 112 p.

NGO, S. I. et al.. Effects of fluidization velocity on solid stack volume in a bubbling fluidized-bed with nozzle-type distributor. **Powder Technology**, Anseong-Si, n. 275, pp. 188-198, 15 fev. 2015.

OKA, S. N. **Fluidized Bed Combustion**. E.U.A., Marcel Dekker Inc., 580p., 2004.

PARISE, M. R.. **Aplicação da distribuição espectral normal em leito fluidizado gás-sólido**. 2007. 109 f. Tese (Doutorado) - Curso de Engenharia Química, Unicamp, Campinas, 2007.

PARISE, M. R., KURKA, P. R. G., TARANTO, O. P.. The gaussian spectral pressure distribution applied to a fluidized bed. **Chemical Engineering Processes**, v. 48, pp. 120–125, 2009.

PEÇANHA, R. P.; MASSARANI, G.. Dimensão Característica e Forma de Partículas in **XIV Encontro Sobre Escoamento Em Meios Porosos (Enemp)**, Campinas – SP, 1986. **Anais do XIV Encontro Sobre Escoamento mm Meios Porosos (Enemp)**, v. 1. pp. 302-312, 1986.

PERRONE, D.; AMELIO, M.. A preliminary study of hydrodynamics and heat transfer in a bubbling fluidized bed containing sand particle using CFD. **Energy Procedia**, Rende, n. 81, pp. 1041-1054, 2015.

PUNCOCHAR, M. et al.. Evaluation of minimum fluidizing velocity in gas fluidized bed from pressure fluctuations. **Chemical Engineering Communications**, v. 35, pp. 81-87, 1985.

QURESHI, A. E.; CREASY, D. E.. Fluidised bed gas distributors. **Powder Technology**. v. 22, pp. 113–119, 1979.

RASOULI, S.; GOLRIZ, M. R.; HAMIDI, A. A.. Effect of annular fins on heat transfer of a horizontal immersed tube in bubbling fluidized beds. **Powder Technology**, Tehran, pp. 9-13, fev. 2005.

RICHARDSON, J. F.; DA ST. JERÓNIMO, M. A.. Velocity-voidage relations for sedimentation and fluidization. **Chemical Engineering Science**, v. 34, 1979, pp. 1419–1422.

- RODRIGUEZ, O. M. H.. **Estudo da Recuperação de Calor de Sólidos Particulados Utilizando Leito Fluidizado**. 1998. 153 p. Dissertação (Mestrado) - Faculdade de Engenharia Mecânica, Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1998.
- ROHSENOW, W. M., HARTNETT, J. P., CHO, Y. I.. **Handbook of Heat Transfer**: McGraw-Hill, 3rd ed. New York, 1998, 1501 p.
- SASIC, S., LECKNER, B., JOHNSON, F.. Characterization of fluid dynamics of fluidized beds by analysis of pressure fluctuations. **Progress in Energy Combustion Science**. v. 33, pp. 453–496, 2007.
- SATHIYAMOORTHY, D.; HORIO, M.. On the influence of aspect ratio and distributor in gas fluidized beds. **Chemical Engineering Journal**, Mumbai, n. 93, pp. 151-161, 2003.
- SETTE, E. et al.. Magnetic tracer-particle tracking in a fluid dynamically down-scaled bubbling fluidized bed. **Fuel Processing Technology**, Göteborg, n. 138, pp. 368-377, 16 jun. 2015.
- SHABANIAN, J.; CHAOUKI, J.. Fluidization characteristics of a bubbling gas–solid fluidized bed at high temperature in the presence of interparticle forces. **Chemical Engineering Journal**, Montreal, n. 288, pp. 344-358, 12 dez. 2015.
- SHAH, R. K.; BHATTI, M. S.. Laminar convective heat transfer in ducts. In: KAKAÇ, S.; SHAH, R. K.; AUNG, W.. **Handbook of single-phase convective heat transfer**. New York: Wiley-Interscience, 1987. Cap. 3. p. 3.1-3.137.
- TANNOUS, K.; HEMATI, M.; LAGUERIE, C.. Caractéristiques au minimum fluidisation et expansion des couches fluidisées de particules de la catégorie D de Geldart. **Powder Technology**. Toulouse, pp. 55-72. abr. 1994.
- TARDIN JR., P. R.; GOLDSTEIN JR., L.; BIZZO, W. A.. Entrainment of FCC particles from a pilot-scale bubbling fluidized bed. Part 1: Experimental study. **Powder Technology**, Campinas, n. 269, pp. 596-604, 14 ago. 2015.
- THONGLIMP, V.; HIQUILY, N.; LAGUERIE, C.. Vitesse minimale de fluidisation et expansion des couches fluidisées par un gaz. **Powder Technology**, n. 38, 1984, pp. 233–253.
- U.S. Department Of Energy. **Waste Heat Recovery: Technology and Opportunities in U.S. Industry**. USA: BCS, 2008.
- VAN DER SCHAAF, J. et al.. Non-intrusive determination of bubble and slug length scales in fluidized beds by decomposition of the power spectral density of pressure time series. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 28, pp. 865–880, 2002.
- VAN OMMEN, J. R. et al.. Time-series analysis of pressure fluctuations in gas–solid fluidized beds – A review. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 42, pp. 403–428 (2011).

VAN HEERDEN, C.; NOBEL, P.; VAN KREVELEN, D. W.. Studies on fluidization: II - Heat transfer. **Chemical Engineering Science**, Geleen, v. 1, n. 2, pp. 51-66, dez. 1951.

WARDAG, A. N. K.; LARACHI, F.. Bed expansion and disengagement in corrugated-wall bubbling fluidized beds. **Chemical Engineering Science**, Québec, n. 81, pp. 273-284, 23 jul. 2012.

WILKINSON, D. Determination of Minimum Fluidization Velocity by Pressure Fluctuation Measurement. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 73, p. 562-565, 1995.

YANG, W-C.. **Handbook of Fluidization and Fluid-Particle Systems**. New York, Marcel Dekker, 2003.

YANG, Y. et al.. A new conceptual cold-end design of boilers for coal-fired power plants with waste heat recovery. **Energy Conversion And Management**, Beijing, n. 89, pp. 137-146, 2015.

YOSHIDA, K.; UENO, T.; KUNII, D.. Mechanism of bed-wall heat transfer in a fluidized bed at high temperatures. **Chemical Engineering Science**, v. 29, pp. 77-82, 1974.

YUSUF, R.; HALVORSEN, B.; MELAAEN, M. C.. An experimental and computational study of wall to bed heat transfer in a bubbling gas–solid fluidized bed. **International Journal Of Multiphase Flow**, Porsgrunn, n. 42, pp. 9-23, jan. 2012.

ZHANG, D.; KOKSAL, M.. Heat transfer in a pulsed bubbling fluidized bed. **Powder Technology**, Halifax, pp. 21-31, jun. 2006.

ZHANG, Y. et al.. A numerical study of the bubble induced pressure fluctuation in gas-fluidized beds, **Powder Technology**. (2016), <http://dx.doi.org/10.1016/j.powtec.2016.08.059>

ZIAEI-HALIMEJANI, H.; ZARGHAMI, R.; MOSTOUFI, N.. Investigation of hydrodynamics of gas-solid fluidized beds using cross recurrence quantification analysis. **Advanced Powder Technology**, Tehran, Iran, v. 28, p.1237-1248, fev. 2017.

ZI, C. et al. Investigation of unstable solids circulation behavior in a circulating fluidized bed with sweeping bend return using pressure frequency analysis. **Powder Technology**, Hangzhou, China, v. 294, p.159-167, jan. 2016.

**APÊNDICE A — CÓDIGO FONTE DO DIMENSIONAMENTO DO TROCADOR DE  
CALOR EM LINGUAGEM EES®**

1: {DADOS DO AR}

2:  $T_{in\_ar}=70$  {Temperatura de entrada do ar}

3:  $T_{out\_ar}=60$  {Temperatura de saída do ar}

4:  $P_{in\_ar}=Po\#$  {Pressão de entrada do ar}

5:  $\rho_{ar}=Density(Air\_ha;T=T_{in\_ar};P=P_{in\_ar})$  {Densidade do ar}

6:  $\mu_{ar}=Viscosity(Air\_ha;T=T_{in\_ar};P=P_{in\_ar})$  {Viscosidade dinâmica do ar}

7:  $k_{ar}=Conductivity(Air\_ha;T=T_{in\_ar};P=P_{in\_ar})$  {Condutividade térmica do ar}

8:  $C_{p\_ar}=Cp(Air\_ha;T=T_{in\_ar};P=Po\#)$  {Calor específico do ar}

9:  $h_{in\_ar}=Enthalpy(Air\_ha;T=T_{in\_ar};P=P_{in\_ar})$  {Entalpia do ar na entrada}

10:  $h_{out\_ar}=Enthalpy(Air\_ha;T=T_{out\_ar};P=P_{in\_ar})$  {Entalpia do ar na saída}

11:

12: {DADOS DA PARTÍCULA DE AREIA}

13:  $\phi_p=0,69$  {Esfericidade da partícula}

14:  $\rho_p=2558,65$  {Densidade da partícula}

15:  $d_p=191,72E-6$  {Diâmetro médio de Sauter da partícula}

16:  $T_s=60$  {Temperatura do sólido}

17:  $e_s=0,9$  {Emissividade do sólido} {<http://www.vortex.com.br/raytek/emissividade.html>}

18:  $k_s=Conductivity(Sand;T=T_s;P=P_{in\_ar})$  {Condutividade térmica do sólido}

19:  $C_{p\_s}=Cp(Sand;T=T_s)$  {Calor específico do sólido}

20:

21: {DADOS DA ÁGUA}

22:  $T_{in\_água}=20$  {Temperatura de entrada da água}

23:  $T_{out\_água}=40$  {Temperatura de saída da água}

24:  $C_{p\_água}=Cp(Water;T=(T_{in\_água}+T_{out\_água})/2;P=Po\#)$  {Calor específico da água}

25:  $\rho_{água}=Density(Water;T=(T_{in\_água}+T_{out\_água})/2;P=Po\#)$  {Densidade da água}

26:  $k_{água}=Conductivity(Water;T=(T_{in\_água}+T_{out\_água})/2;P=Po\#)$  {Condutividade térmica da água}

27:  $Pr_{água}=Prandtl(Water;T=(T_{in\_água}+T_{out\_água})/2;P=Po\#)$  {Número de Prandtl da água}

28:  $\mu_{água}=Viscosity(Water;T=(T_{in\_água}+T_{out\_água})/2;P=Po\#)$  {Viscosidade dinâmica da água}

29:

30: {DADOS DA PAREDE DO CASCO DA COLUNA DO LEITO DE AÇO INOX 304}

31:  $e_{aço}=Emissivity\_TotHemi('AISI\_304\_Polished';(T_s+T_{in\_água}+T_{out\_água})/4)$  {Emissividade da parede de aço inox 304}

32:  $k_{AISI304}=15,20855$  {Condutividade térmica da parede de aço inox 304 interpolado da p. 588 do Incropera na  $T=(T_s+T_{in\_água}+T_{out\_água})/4$ }

33:

34: {TAMANHO DO CASCO DA COLUNA DE LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE}

35:  $d_t=8$  {Diâmetro do leito [cm]}

36:  $Espessura\_aço=0,003175$  {Espessura da parede do casco do leito borbulhante; chapa de 1/8 in}

37:  $Espessura\_jaqueta\_água=0,004$  {Espessura anular de água}

38:  $Espessura\_casco\_água=0,003175$  {Espessura do casco da jaqueta d'água; chapa de 1/8 in}

39:  $Espessura\_isolante=0,02$  {Espessura do isolante térmico do trocador de calor}

40:

41: {DADOS E CARACTERIZAÇÃO DO LEITO BORBULHANTE}

42:  $C_{p\_leito}=C_{p\_ar}*\epsilon_{uo}+C_{p\_s}*(1-\epsilon_{uo})$  {Calor específico do leito}

43:  $g=g\#$  {Aceleração da gravidade}

44:  $Re_p=13,5$  {Número de Reynolds da partícula}

45:  $u_{t}=(Re_p*\mu_{ar})/(d_p*\rho_{ar})$  {Velocidade terminal da partícula}

46:  $\epsilon_{mf}=0,54$  {Porosidade de mínima fluidização - p. 69 Kunii e Levenspiel}

47:  $\Delta P_b/L_{mf}=(1-\epsilon_{mf})*(\rho_p - \rho_{ar})*(g/1)$  {Queda de pressão no leito por unidade de comprimento - p. 69 Kunii e Levenspiel}

48:  $Ar=((d_p)^3*\rho_{ar}*(\rho_p - \rho_{ar})*g)/((\mu_{ar})^2)$  {Número de Arquimedes - p. 69 Kunii e Levenspiel}

49:  $K1=1,75/((\epsilon_{mf}^3)*\phi_p)$

50:  $K2=150*(1-\epsilon_{mf})/((\epsilon_{mf}^3)*(\phi_p^2))$

51:  $Re_{p\_mf}=(-K2+(K2^2-4*K1*(-Ar))^{(1/2)})/(2*K1)$  {Número de Reynolds da partícula em mínima fluidização - eq. 23 da p. 70 Kunii e Levenspiel}

52:  $u_{mf}(((d_p)^2*(\rho_p - \rho_{ar})*g)/(150*\mu_{ar}))*((\epsilon_{mf}^3)*(\phi_p^2)/(1-\epsilon_{mf}))$  {Velocidade de mínima fluidização - eq. 21 da p. 69 Kunii e Levenspiel}

53:  $u_{mb}=u_{mf}$  {Velocidade de mínimo borbulhamento - condição das partículas B de Geldart em leito fluidizado borbulhante}

54:  $u_o=4*u_{mb}$  {Relação admitida para velocidade superficial do gás}

55:  $U=u_o-u_{mb}$  {Diferença entre a velocidade superficial do gás e a velocidade de mínimo borbulhamento. Figura 2 e 3 de Heat transfer in fluidized beds: design methods}

56:  $u_{tr}=(1,45*\mu_{ar}*Ar^{0,484})/(\rho_{ar}*d_p)$  {Velocidade de transporte das partículas}

- 57:
- 58: {PARÂMETROS PARA DIMENSIONAMENTO DO TAMANHO DAS BOLHAS}
- 59:  $z=8$  {Distância acima do distribuidor [cm]}
- 60:  $d_b=(0,853*(1+0,272*(u_o*100-u_{mf}*100))^{1/3}*(1+0,0684*z)^{1,21})$  {Diâmetro de bolha na altura "z" - eq. 6 da p. 146 de Kunii e Levenspiel [cm]}
- 61:  $d_{bm}=0,65*((\pi\#/4)*((d_t)^2)*(u_o*100-u_{mf}*100))^{0,4}$  {Diâmetro máximo de bolha - eq. 5 da p. 146 de Kunii e Levenspiel [cm]} {d\_t em cm, u\_o em cm, u\_{mf} em cm}
- 62:  $E=\exp((-0,3*z)/d_t)$  {Parâmetro exponencial da eq. 4 da p. 146 de Kunii e Levenspiel} {z em cm, d\_t em cm}
- 63:  $d_{b0}=d_{bm}-(d_{bm}-d_b)/E$  {Diâmetro de bolha inicial - eq. 4 da p. 146 de Kunii e Levenspiel} {d\_{b0} em cm, d\_{bm} em cm, d\_b em cm, E adimensional}
- 64:  $u_{br}=0,711*(g*(d_b/100))^{1/2}$  {Velocidade de crescimento de um única bolha - eq. 7 da p. 147 de Kunii e Levenspiel} {u\_{br} em m/s}
- 65:  $u_b=u_o - u_{mf} + u_{br}$  {Velocidade de crescimento de bolhas em leito borbulhante - eq. 8 da p. 147 de Kunii e Levenspiel}
- 66:  $L_{mf}=0,08$  {Altura de mínima fluidização - L\_{mf} em m}
- 67:  $L=L_{mf}/(1-((u_o-u_{mf})/u_b))$  {Altura de fluidização - L em m}
- 68:  $\epsilon_{uo}=1-((L_{mf}*(1-\epsilon_{mf}))/L)$  {Porosidade do leito à velocidade superficial do gás - eq. 19 da p. 155 de Kunii e Levenspiel}
- 69:  $deq=(0,54/(g^{0,2}))*(u_o-u_{mf})^{0,4}*(L_{mf}+4*(N_{or}^{-(0,5)}))^{0,8}$  {Diâmetro de bolha equivalente à altura de mínima fluidização - Raymann}
- 70:  $TDH=4,47*(deq^{1/2})$  {TDH à velocidade u\_o - Raymann}
- 71:
- 72: {CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR RADIAÇÃO}
- 73:  $h_r=(\sigma\#*(T_s^4-((T_s+T_s+T_{in\_água}+T_{out\_água})/4)^4))/(((1/e_s)+(1/e_{aço})-1)*(T_s-((T_s+T_s+T_{in\_água}+T_{out\_água})/4)))$  {Coeficiente de transferência de calor mistura-parede por radiação}
- 74:
- 75: {CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA PAREDE DE UM LEITO FIXO COM GÁS ESTAGNADO}
- 76:  $\phi_b=1/3$  {Dado retirado do gráfico da página 325 de Kunii e Levenspiel}
- 77:  $k_e^o=\epsilon_{mf}*k_{ar} + (1 - \epsilon_{mf})*k_s*((1)/(\phi_b*(k_s/k_{ar}) + 2/3))$  {Condutividade térmica efetiva do leito fixo com um gás estagnado}
- 78:  $\alpha_w=0,05$  {Constante representando a mistura de gás na vizinhança da parede} {valor usado e tirado da página 326 de Kunii e Levenspiel}
- 79:  $\epsilon_w=\epsilon_{mf}$  {Consideração da porosidade na parede}
- 80:  $k=k_s/k_{ar}$  {Dado calculado para aferição com o gráfico da página 325 de Kunii e Levenspiel}
- 81:  $\phi_w=1/3$  {Dado retirado do gráfico da página 325 de Kunii e Levenspiel}
- 82:  $k_e^w=\epsilon_w*k_{ar} + (1-\epsilon_w)*k_s*((1)/(\phi_w*(k_s/k_{ar}) + 1/3))$  {Condutividade térmica da fina camada de leito adjacente à parede - eq. 4 da p. 324 de Kunii e Levenspiel}
- 83:  $h_e^w=(2*k_e^w)/d_p$  {Coeficiente de transferência de calor na parede de um leito fixo com gás estagnado - eq. 5 da p. 326 de Kunii e Levenspiel}
- 84:
- 85: {CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA PAREDE}
- 86:  $h_w=h_e^w + \alpha_w*(C_{p_s}*\rho_p*u_o)$  {Coeficiente de transferência de calor na parede - eq. 6 da p. 326 de Kunii e Levenspiel}
- 87:
- 88: {CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DO PACOTE DE EMULSÃO}
- 89:  $\delta_w = 0,08553*((u_o-u_{mf})^2)/(g*d_p)^{0,1948}$ ; {BASU p. 192}
- 90:  $\tau = 8,932*((g*d_p)/((u_o-u_{mf})^2))^{0,0756}*\sqrt{d_p/0,025}$ ; {BASU p. 192}
- 91:  $n_w=(1-\delta_w)/\tau$  {Frequência de bolha na vizinhança da parede - eq. 10 da p. 328 de Kunii e Levenspiel}
- 92:  $\epsilon_f=\delta_w + (1-\delta_w)*\epsilon_{mf}$  {Porosidade do leito - eq. 20 da p. 155 de Kunii e Levenspiel}
- 93:  $h_{packet}=1,13*((k_e^o*\rho_p*(1-\epsilon_{mf})*C_{p_s}*n_w)/(1-\delta_w))^{1/2}$  {Coeficiente de transferência de calor do pacote de emulsão - eq. 11 da p. 328 de Kunii e Levenspiel}
- 94:
- 95: {CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR ENTRE PAREDE E LEITO}
- 96:  $h=\delta_w*h_r + (1-\delta_w)*h_{packet}$  {Coeficiente de transferência de calor do leito para a superfície - eq. 17 da p. 329 de Kunii e Levenspiel}
- 97:
- 98: {CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DA ÁGUA EM REGIÃO ANULAR}
- 99:  $D_{e\_anular}=(d_t/100)+2*Espessura\_aço+2*Espessura\_jaqueta\_água - ((d_t/100)+2*Espessura\_aço)$  {Diâmetro equivalente da região anular - eq. 8.71 da p. 326 do Incropera}
- 100:  $Re_D=2300$  {Número de Reynolds para a região anular (limite entre escoamento laminar e turbulento)}
- 101:  $u_{água}=(Re_D*\mu_{água})/(D_{e\_anular}*\rho_{água})$  {Velocidade da água}
- 102:  $v_e^o=((\pi\#*D_{e\_anular}^2)/4)*u_{água}$  {vazão volumétrica de água}
- 103:  $m_e^o=v_e^o*\rho_{água}$  {Vazão mássica de água}

- 104:  $v_{\text{água}} = v_{\text{água}} * 1000 [\text{L}/\text{m}^3]$  {Vazão volumétrica de água [L/s]}
- 105:  $v_{\text{águaL\_min}} = v_{\text{água}} * 60 [\text{s}/\text{min}]$  {Vazão volumétrica de água [L/min]}
- 106:  $v_{\text{águaL\_h}} = v_{\text{água}} * 3600 [\text{s}/\text{h}]$  {Vazão volumétrica de água [L/h]}
- 107:  $\text{Nusselt}_D = 0,0243 * (\text{Re}_D^{4/5}) * \text{Pr}_{\text{água}}^{0,4}$  {Número de Nusselt da água na região anular - eq. 8.60 da p. 323 do Incropera}
- 108:  $h_{\text{conv\_água}} = (\text{Nusselt}_D * k_{\text{água}}) / D_{\text{e\_anular}}$  {Coeficiente de transferência de calor da água - eq. 8.69 da p. 326 do Incropera}
- 109:
- 110: {CÁLCULO DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR DO LEITO PARA A JAQUETA D'ÁGUA}
- 111:  $\text{DMLT} = ((T_s - T_{\text{out\_água}}) - (T_s - T_{\text{in\_água}})) / \ln((T_s - T_{\text{out\_água}}) / (T_s - T_{\text{in\_água}}))$  {Gradiente de temperatura entre o leito e a jaqueta d'água}
- 112:  $r_1 = d_t / 200$  {Raio do leito [m]}
- 113:  $r_2 = r_1 + \text{Espessura\_aço}$  {Raio do leito mais a espessura da parede do casco [m]}
- 114:  $r_3 = r_2 + \text{Espessura\_jaqueta\_água}$  {Raio do leito mais a espessura da parede do casco do leito mais a espessura de jaqueta d'água}
- 115:
- $UA = 1 / ((1 / (2 * 3,1415 * r_1 * h_{\text{jacket}})) + (\ln(r_2 / r_1) / (2 * 3,1415 * k_{\text{AISI304}} * H_{\text{jacket}})) + (1 / (2 * 3,1415 * r_2 * h_{\text{conv\_água}} * H_{\text{jacket}})))$  {Resistência térmica global}
- 116:  $Q = m_{\text{água}} * C_{p\_água} * (T_{\text{out\_água}} - T_{\text{in\_água}})$  {Fluxo de calor a partir do gradiente de temperatura da água}
- 117:  $Q = UA * \text{DMLT}$  {Fluxo de calor a partir da resistência térmica global}
- 118:
- 119: {CÁLCULO DAS VAZÕES CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA}
- 120:  $m_{\text{ar}} = Q / (h_{\text{in\_ar}} - h_{\text{out\_ar}})$  {Vazão mássica de ar}
- 121:  $v_{\text{ar}} = m_{\text{ar}} / \rho_{\text{ar}}$  {Vazão volumétrica de ar [m³/s]}
- 122:  $v_{\text{arL}} = v_{\text{ar}} * 1000 [\text{L}/\text{m}^3]$  {Vazão volumétrica de água [L/s]}
- 123:  $v_{\text{arL\_min}} = v_{\text{arL}} * 60 [\text{s}/\text{min}]$  {Vazão volumétrica de água [L/min]}
- 124:
- 125: {DIMENSIONAMENTO DO DISTRIBUIDOR DO TIPO PLACA PERFURADA - pp. 105 e 106 de Kunii e Levenspiel}
- 126:  $\text{Re}_t = ((d_t / 100 [\text{cm}/\text{m}]) * u_o * \rho_{\text{ar}}) / \mu_{\text{ar}}$  {Número de Reynolds do leito}
- 127:  $d_{\text{or}} = 0,002$  {Diâmetro escolhido do orifício [m]}
- 128:  $t = 0,005$  {Espessura da placa perfurada}
- 129:  $t/d_{\text{or}} = t / d_{\text{or}}$  {Relação p. 369 do Basu  $t/d_{\text{or}} > 0,09$ }
- 130:  $C_{d_{\text{or}}} = \{0,657592\} 0,82 * (t/d_{\text{or}})^{0,13}$  {Coeficiente de orifício}
- 131:  $\text{DELTA}p_b = ((1 - \epsilon_{\text{mf}}) * (\rho_p - \rho_{\text{ar}}) * g * L_{\text{mf}}) / 1$  {Queda de pressão do leito - p. 69 Kunii e Levenspiel}
- 132:  $\text{DELTA}p_d = 0,3 * \text{DELTA}p_b$  {Queda de pressão do distribuidor - eq. 3 da p. 102 de Kunii e Levenspiel}
- 133:  $\text{DELTA}p_{d\_corrigido} = 2500$
- 134:  $\text{DELTA}p_{\text{total}} = \text{DELTA}p_b + \text{DELTA}p_d$  {Queda de pressão total - p. 102 de Kunii e Levenspiel}
- 135:  $u_{\text{or}} = C_{d_{\text{or}}} * ((2 * \text{DELTA}p_d) / \rho_{\text{ar}})^{1/2}$  {Velocidade do gás no orifício - eq. 12 da p. 105 de Kunii e Levenspiel}
- 136:  $Q_{\text{ar}} = u_o * ((\pi * (d_t / 100)^2) / 4)$
- 137:  $U_o = u_o / u_{\text{or}}$  {Razão entre a velocidade superficial do gás e a velocidade do gás no orifício deve ser menor do que 10% - eq. 12 da p. 105 de Kunii e Levenspiel}
- 138:  $N_{\text{or}} = (4 * N_{\text{or\_total}}) / (\pi * ((d_t / 100)^2)) * ((4 * u_o) / (\pi * u_{\text{or}} * d_{\text{or}}^2))$  {Número de orifícios por m² - eq. 13 da p. 106 de Kunii e Levenspiel}
- 139:  $N_{\text{or\_total}} = (Q_{\text{ar}} / u_{\text{or}}) * (4 / (\pi * (d_{\text{or}}^2))) * (N_{\text{or}} * (\pi * (r_1)^2) / 2)$  {Número total de orifícios}
- 140:  $\alpha = ((\rho_{\text{ar}} * u_{\text{or}}^2) / (2 * 1)) / \text{DELTA}p_b$  {Medida cinética de um jato de orifício - eq. 15 da p. 106 de Kunii e Levenspiel}
- 141:  $l_{\text{or}} = (1 / ((N_{\text{or}} * \sin(60))^2)) * 1000$

## **APÊNDICE B — ANÁLISE DAS INCERTEZAS**



## INCERTEZAS EXPERIMENTAIS

As incertezas experimentais são calculadas em relação às equações do Fluxograma 2. O método da quadratura é empregado no cálculo de todas as incertezas.

### TAXA DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A taxa de transferência de calor é dada pela equação 58, como:

$$Q_{global} = \dot{m}_{\acute{a}gua} c_{p,\acute{a}gua} (T_{sai,\acute{a}gua} - T_{ent,\acute{a}gua}) \quad (58)$$

Ou ainda, a taxa de transferência de calor pode ser dada através da equação 59:

$$Q_{global} = (UA) LMTD \quad (59)$$

A equação 58 pode ser dividida em vazão mássica de água, calor específico sensível de água e temperaturas de água. A equação 59 pode ser dividida em diferença média logarítmica de temperatura e o inverso da resistência térmica.

### Vazão Mássica de Água

A expressão da vazão mássica de água é dada pela equação 108, na qual a massa de água é assumida constante.

$$\dot{m}_{\acute{a}gua} = \dot{V}_{\acute{a}gua} \rho_{\acute{a}gua} \quad \forall \quad \dot{V}_{\acute{a}gua} = \frac{V_{\acute{a}gua}}{\text{tempo}} \quad \text{e} \quad \rho_{\acute{a}gua} = \frac{m_{\acute{a}gua}}{V_{\acute{a}gua}} \quad (108)$$

Pelo método da quadratura, a incerteza experimental é dada da seguinte forma:

$$\frac{\delta \dot{m}_{\acute{a}gua}}{|\dot{m}_{\acute{a}gua,melhor}|} = \sqrt{\left( \frac{\delta \dot{V}_{\acute{a}gua}}{|\dot{V}_{\acute{a}gua,melhor}|} \right)^2 + \left( \frac{\delta \rho_{\acute{a}gua}}{|\rho_{\acute{a}gua,melhor}|} \right)^2} \quad (109)$$

Mas para que seja possível o cálculo da equação 109, se faz necessário o conhecimento das parcelas da vazão volumétrica e da massa específica de água.

Tomando a vazão volumétrica de água, tem-se:

$$\frac{\delta \dot{V}_{\text{água}}}{|\dot{V}_{\text{água,melhor}}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta V_{\text{água}}}{|V_{\text{água,melhor}}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta \text{tempo}}{|\text{tempo}_{\text{melhor}}|}\right)^2} \quad (110)$$

Na equação 110, os volumes de água são todos iguais a 50 mL (volume da proveta graduada utilizada para a aferição da vazão volumétrica da água pela técnica de balde-relógio), portanto a incerteza experimental para o volume de água é nula. Sendo assim, a equação 110 passa a ficar com a forma da equação 111.

$$\frac{\delta \dot{V}_{\text{água}}}{|\dot{V}_{\text{água,melhor}}|} = \frac{\delta \text{tempo}}{|\text{tempo}_{\text{melhor}}|} \quad (111)$$

Na equação 108, como a massa de água é assumida constante e os volumes de água são todos iguais a 50 mL, a massa específica de água é sugerida constante. Portanto, fazendo-se as considerações descritas e substituindo a equação 111 na equação 109 tem-se:

$$\frac{\delta \dot{m}_{\text{água}}}{|\dot{m}_{\text{água,melhor}}|} = \frac{\delta \text{tempo}}{|\text{tempo}_{\text{melhor}}|} = \frac{\delta \dot{V}_{\text{água}}}{|\dot{V}_{\text{água,melhor}}|} \quad (112)$$

Os termos da equação 112 são descritos pelas equações 113 a 115:

$$\dot{m}_{\text{água,melhor}} = \frac{\sum_{i=1}^n \dot{m}_{\text{água}}}{n} \quad (113)$$

$$\text{tempo}_{\text{melhor}} = \frac{\sum_{i=1}^n \text{tempo}}{n} \quad (114)$$

$$\delta \dot{V}_{\text{água}} = \frac{s_{\dot{V}_{\text{água}}}}{\sqrt{n}} \quad \forall \quad s_{\dot{V}_{\text{água}}} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\dot{V}_{\text{água},i} - \bar{\dot{V}}_{\text{água}})^2 \quad (115)$$

## Temperaturas de Água

As incertezas experimentais das temperaturas de água são dadas pelo desvio padrão médio das medições na razão de n-1.

## Diferença Média Logarítmica de Temperatura

Da mesma forma que as temperaturas de água, as incertezas experimentais das diferenças médias logarítmicas de temperatura são dadas pelo desvio padrão médio das medições a uma razão  $n-1$ .

## Inverso da Resistência Térmica

A incerteza do inverso da resistência térmica advém das incertezas da diferença média logarítmica de temperatura e da taxa de transferência de calor. Isolando o termo  $UA$  da equação 59, tem-se:

$$UA = \frac{Q_{global}}{LMTD} \quad (116)$$

Dessa forma, a incerteza de  $UA$  é calculada pela equação 117.

$$\frac{\delta UA}{|UA_{melhor}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta Q_{global}}{|Q_{global,melhor}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta LMTD}{|LMTD_{melhor}|}\right)^2} \quad (117)$$

Na equação 117, os termos relativos à taxa de transferência de calor são calculados como:

$$\frac{\delta Q_{global}}{|Q_{global,melhor}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta \dot{m}_{\acute{a}gua}}{|\dot{m}_{\acute{a}gua,melhor}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta T_{\acute{a}gua}}{|\Delta T_{\acute{a}gua,melhor}|}\right)^2} \quad (118)$$

Na equação 118, o gradiente de temperatura de água é dado pela equação 119:

$$\Delta T_{\acute{a}gua} = T_{sai,\acute{a}gua} - T_{ent,\acute{a}gua} \quad (119)$$

## CONVECÇÃO NA JAQUETA D'ÁGUA

A convecção na jaqueta d'água é dada pela equação 101.

$$Nu_{x,ii}^{(2)} \text{ ou } Nu_{x,ii}^{(3)} = \frac{h_{conv,\acute{a}gua} D_{e,anular}}{k_{\acute{a}gua}} \quad (101)$$

Na equação 101, a condutividade térmica de água é calculada pela equação 120.

$$k_{\text{água}} = \frac{QH_{\text{jaqueta}}}{A_{\text{anular}}\Delta T} \quad (120)$$

Assumindo que a altura da jaqueta d'água ( $H_{\text{jaqueta}}$ ) e a área de seção transversal da região anular ( $A_{\text{anular}}$ ) são valores constantes, a incerteza da equação 120 pelo método da quadratura pode ser calculada pela equação 121.

$$\frac{\delta k_{\text{água}}}{|k_{\text{água,melhor}}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta Q}{|Q_{\text{melhor}}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta T}{|\Delta T_{\text{melhor}}|}\right)^2} \quad (121)$$

Ainda na equação 101, o diâmetro equivalente da região anular ( $D_{e,\text{anular}}$ ) é um parâmetro constante e os números de Nusselt (Nu) são valores tabelados de Shah e Bhatti (1998) e Rohsenow, Hartnett e Cho (1998) e considerados invariáveis. Portanto, o coeficiente convectivo de transferência de calor da jaqueta d'água assume a incerteza da condutividade térmica da água. Isolando  $h_{\text{conv,água}}$  da equação 101, tem-se:

$$h_{\text{conv,água}} = \frac{k_{\text{água}} \text{Nu}}{D_{e,\text{anular}}} \quad (122)$$

A incerteza para  $h_{\text{conv,água}}$  é expressa pela equação 122.

$$\frac{\delta h_{\text{conv,água}}}{|h_{\text{conv,água,melhor}}|} = \frac{\delta k_{\text{água}}}{|k_{\text{água,melhor}}|} \quad (123)$$

## COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR SUSPENSÃO-PAREDE

O coeficiente de transferência de calor suspensão-parede é calculado pela equação 103, conforme Fluxograma 2.

$$h_{\text{sp}} = \frac{1}{\frac{2 \pi r_1 H_{\text{jaqueta}}}{UA} + \frac{r_1 \ln(r_2 / r_1)}{k_{\text{aço}}} + \frac{r_1}{r_2 \bar{h}_{\text{conv,água}}}} \quad (103)$$

Na equação 103, a condutividade térmica do aço é calculada pela equação 124.

$$k_{aço} = \frac{Q(\text{espessurado casco})}{A_{\text{média,casco}} LMTD} \quad (124)$$

A área média do casco que separa o leito fluidizado da jaqueta d'água da equação 124 é dada pela equação 125.

$$A_{\text{média,casco}} = \frac{A_{\text{int}} + A_{\text{ext}}}{2} \quad (125)$$

A incerteza da condutividade térmica do aço é calculada pela equação 126.

$$\frac{\delta k_{aço}}{|k_{aço,melhor}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta Q}{|Q_{melhor}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta LMTD}{|LMTD_{melhor}|}\right)^2} \quad (126)$$

Sendo assim, a incerteza do coeficiente de transferência de calor suspensão-parede da equação 103 é calculada pela equação 127.

$$\frac{\delta h_{sp}}{|h_{sp,melhor}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta UA}{|UA_{melhor}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta k_{aço}}{|k_{aço,melhor}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{h}_{conv,água}}{|\bar{h}_{conv,água,melhor}|}\right)^2} \quad (127)$$

## INCERTEZAS INSTRUMENTAIS

As incertezas instrumentais são valores relativos à resolução, repetibilidade, precisão, histerese do equipamento e pode ser calculada pela equação 128.

$$\psi_d = \sqrt{\psi_o^2 + \psi_I^2} \quad (128)$$

onde  $\psi_o$  corresponde à metade da resolução do instrumento e  $\psi_I$  corresponde às características do equipamento como precisão, repetibilidade, histerese.

Proveta

A proveta graduada de 50 mL tem as seguintes características:

$$\psi_o = 0,5 \text{ mL} = 0,0005 \text{ L};$$

$$\psi_I = 0,1 \text{ mL} = 0,0001 \text{ L (precisão a } 20 \text{ °C)}.$$

## Termorresistências PT-100

As termorresistências PT-100 têm as seguintes características:

$$\psi_o = 0 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\psi_I = \pm 0,30 + (0,005 \cdot T) \text{ } ^\circ\text{C (precisão)}.$$

## Indicadores de Temperatura N320 para PT-100

Os indicadores de temperatura N320 para termorresistência PT-100 têm as seguintes características:

$$\psi_o = 0,05 \text{ } ^\circ\text{C na faixa de } -19,9 \text{ a } 199,9 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\psi_o = 0,5 \text{ } ^\circ\text{C na faixa de } 200 \text{ a } 300 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\psi_I = 0,7 \text{ } ^\circ\text{C (precisão)}.$$

## Indicador-Controlador de Temperatura N321 para PT-100

O indicador-controlador de temperatura N321 para termorresistência PT-100 tem as seguintes características:

$$\psi_o = 0,05 \text{ } ^\circ\text{C na faixa de } -19,9 \text{ a } 199,9 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\psi_o = 0,5 \text{ } ^\circ\text{C na faixa de } 200 \text{ a } 300 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\psi_I = 0,7 \text{ } ^\circ\text{C (precisão)}.$$

## Velocidade Superficial do Gás de Fluidização

Para a determinação da velocidade superficial do gás de fluidização, foram utilizadas as seguintes equações (Norma ASME MFC-14M-2003):

A vazão mássica do ar é dada pela equação 129:

$$\dot{m}_{ar} = \frac{e C A_{orificio} \sqrt{2 \rho \Delta P}}{\sqrt{1 - \beta^4}} \quad (129)$$

onde  $e$  é o fator de compressibilidade, conforme equação 130:

$$e = 1 - \left(0,41 + 0,35 \beta^4\right) \frac{\Delta P}{J P_{montante}} \quad (130)$$

sendo que,  $\Delta P$  é a queda de pressão na placa de orifício;  $P_{montante}$  é a pressão absoluta à montante da placa de orifício;  $\beta$  é a razão do diâmetro do orifício da placa pelo diâmetro da tubulação, dada pela equação 131;  $J$  é o coeficiente de perda de carga, dado pela equação 132.

$$\beta = \frac{d}{D} \quad (131)$$

$$J = \frac{2w}{\rho v_{tubo}^2} \quad (132)$$

O coeficiente de perda de pressão estática ( $w$ ) está descrito conforme equação 133:

$$w = \frac{\sqrt{1-\beta^4} - C\beta^2}{\sqrt{1-\beta^4} + C\beta^2} \Delta P \quad (133)$$

O coeficiente de descarga  $C$  é dado pela equação 134:

$$C = \left[ 0,5991 + \frac{0,0044}{D} + \left( 0,3155 + \frac{0,0175}{D} \right) \left( \left( \frac{d}{D} \right)^4 + 2 \left( \frac{d}{D} \right)^{16} \right) \right] \sqrt{1 - \left( \frac{d}{D} \right)^4} + \quad (134)$$

$$+ \left[ \frac{0,52}{D} - 0,192 + \left( 16,48 - \frac{1,16}{D} \right) \left( \left( \frac{d}{D} \right)^4 + 4 \left( \frac{d}{D} \right)^{16} \right) \right] \sqrt{\frac{1 - \left( \frac{d}{D} \right)^4}{Re_D}}$$

sendo que,  $d$  é o diâmetro do orifício da placa;  $D$  é o diâmetro da tubulação;  $Re_D$  é o número de Reynolds, referente ao diâmetro da tubulação (adimensional).

Logo, a velocidade superficial do gás é obtida pela equação 135:

$$u_o = \frac{\dot{m}_{ar}}{\rho A_{leito}} \quad (135)$$

sendo que,  $u_o$  é a velocidade superficial do ar;  $\rho$  é a massa específica do ar no *plenum*;  $\dot{m}$  é a vazão mássica do ar.

As incertezas instrumentais da velocidade superficial do gás estão relacionadas com as incertezas instrumentais da vazão mássica do ar, que por sua vez se relacionam com as incertezas dos transdutores de pressão, e por esta razão, se faz necessário o conhecimento das características dos transdutores de pressão.

A incerteza para a vazão mássica pode ser expressa pela equação 136.

$$\frac{\delta \dot{m}_{ar}}{|\dot{m}_{ar,melhor}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta P}{|\Delta P_{melhor}|} \cdot \frac{1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_{montante}}{|P_{montante,melhor}|}\right)^2} \quad (136)$$

A incerteza para a velocidade superficial do ar pode ser expressa pela equação 137.

$$\frac{\delta \dot{m}_{ar}}{|\dot{m}_{ar,melhor}|} = \frac{\delta u_o}{|u_{o,melhor}|} \quad (137)$$

#### Transdutores de pressão Cole Parmer 68071-14

Os transdutores de pressão Cole Parmer 68071-14 têm as seguintes características:

$$\psi_o = 0 \text{ inH}_2\text{O};$$

$$\psi_I = \pm 0,4\% \text{ de } 25 \text{ inH}_2\text{O (precisão)}.$$

Mas 25 inH<sub>2</sub>O é igual a 6227,05 Pa. Portanto:

$$\psi_I = \pm 0,4\% \text{ de } 6227,05 \text{ Pa (precisão)}.$$

Ou ainda:

$$\psi_I = \pm 24,9 \text{ Pa (precisão)}.$$

#### Transdutor de pressão Cole Parmer 98073-14

O transdutor de pressão Cole Parmer 68071-14 tem as seguintes características:

$$\psi_o = 0 \text{ inH}_2\text{O};$$

$$\psi_I = \pm 1\% \text{ de } 50 \text{ inH}_2\text{O (precisão)}.$$

Mas 50 inH<sub>2</sub>O é igual a 12454,1 Pa. Portanto:

$$\psi_I = \pm 1\% \text{ de } 12454,1 \text{ Pa (precisão)}.$$

Ou ainda:

$$\psi_I = \pm 124,5 \text{ Pa (precisão)}.$$



## **APÉNDICE C — INCERTEZAS**

Tabela 13 – Incertezas absolutas obtidas nos ensaios experimentais para solução do segundo tipo

							(continua)
Teste	$\bar{d}_p$ [μm]	$\dot{m}_{\text{água}}$ [L/h]	$T_L$ [°C]	$T_{\text{sai,água}}$ [°C]	$Q_{\text{global}}$ [W]	$\bar{h}_{\text{conv,água}}$ [W/m <sup>2</sup> K]	$h_{sp}$ [W/m <sup>2</sup> K]
1	194	1,83 ± 0,01	50,1 ± 0,9	46,6 ± 0,9	53,26 ± 0,03	855,32 ± 27,27	234,38 ± 23,51
2	194	2,72 ± 0,00	50,5 ± 0,9	44,7 ± 0,9	76,94 ± 0,03	951,33 ± 31,32	276,01 ± 25,37
3	194	3,60 ± 0,01	50,6 ± 0,9	42,8 ± 0,9	90,00 ± 0,04	1022,29 ± 38,04	293,62 ± 26,70
4	194	4,47 ± 0,01	50,3 ± 0,9	41,2 ± 0,9	106,51 ± 0,04	1081,45 ± 42,20	331,22 ± 29,78
5	194	1,83 ± 0,01	70,0 ± 1,0	64,4 ± 0,9	90,79 ± 0,02	878,60 ± 18,48	236,86 ± 19,12
6	194	2,72 ± 0,00	70,3 ± 1,0	61,1 ± 0,9	126,60 ± 0,02	976,20 ± 21,96	280,29 ± 21,84
7	194	3,64 ± 0,00	70,4 ± 1,0	58,3 ± 0,9	155,72 ± 0,02	1052,44 ± 25,74	317,26 ± 24,49
8	194	4,47 ± 0,01	70,2 ± 1,0	55,5 ± 0,9	179,21 ± 0,02	1108,83 ± 25,71	339,17 ± 25,75
9	359	1,83 ± 0,00	50,2 ± 0,9	44,3 ± 0,9	52,43 ± 0,03	852,79 ± 27,63	169,93 ± 15,52
10	359	2,74 ± 0,01	50,2 ± 0,9	42,9 ± 0,9	75,01 ± 0,03	949,75 ± 32,20	233,58 ± 20,86
11	359	3,63 ± 0,01	50,1 ± 0,9	41,0 ± 0,9	87,82 ± 0,04	1021,76 ± 39,30	258,20 ± 23,11
12	359	4,47 ± 0,02	50,2 ± 0,9	39,6 ± 0,9	100,81 ± 0,04	1078,25 ± 44,47	280,57 ± 25,09
13	359	1,83 ± 0,00	70,4 ± 1,0	61,5 ± 0,9	88,28 ± 0,02	876,43 ± 18,96	180,26 ± 13,99
14	359	2,74 ± 0,01	69,9 ± 1,0	58,9 ± 0,9	124,89 ± 0,02	975,29 ± 22,34	247,95 ± 19,08
15	359	3,63 ± 0,01	69,9 ± 1,0	55,7 ± 0,9	149,86 ± 0,02	1048,61 ± 23,63	274,08 ± 20,79
16	359	4,44 ± 0,01	70,8 ± 1,0	53,6 ± 0,9	171,33 ± 0,02	1103,99 ± 26,60	288,23 ± 21,75
17	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	51,5 ± 0,9	139,02 ± 0,03	1041,42 ± 26,51	206,58 ± 9,14
18	194	3,61 ± 0,01	70,9 ± 1,0	53,4 ± 0,9	146,99 ± 0,02	1044,61 ± 25,41	230,45 ± 10,25
19	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	57,5 ± 0,9	164,20 ± 0,02	1051,07 ± 23,10	308,17 ± 14,42
20	194	3,61 ± 0,01	70,6 ± 1,0	58,3 ± 0,9	167,99 ± 0,02	1052,34 ± 22,68	329,63 ± 15,69
21	194	3,61 ± 0,01	70,1 ± 1,0	58,8 ± 0,9	170,08 ± 0,02	1053,07 ± 22,44	353,28 ± 17,27
22	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	58,8 ± 0,9	170,51 ± 0,02	1053,17 ± 22,41	341,10 ± 16,29
23	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	58,5 ± 0,9	169,25 ± 0,02	1052,73 ± 22,54	333,30 ± 15,85
24	194	3,62 ± 0,01	50,8 ± 0,9	40,9 ± 0,9	96,04 ± 0,04	1022,28 ± 36,54	258,89 ± 18,01
25	359	3,62 ± 0,02	70,6 ± 1,0	48,4 ± 0,9	125,93 ± 0,03	1036,65 ± 29,01	170,07 ± 7,52
26	359	3,62 ± 0,02	70,6 ± 1,0	50,2 ± 0,9	133,50 ± 0,03	1039,88 ± 27,51	190,40 ± 8,41
27	359	3,62 ± 0,02	70,4 ± 1,0	53,8 ± 0,9	148,66 ± 0,02	1045,98 ± 25,14	242,23 ± 10,96

Tabela 13 – Incertezas absolutas obtidas nos ensaios experimentais para solução do segundo tipo

Teste	$\bar{d}_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\dot{m}_{\text{água}}$ [L/h]	$T_L$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$T_{\text{sai,água}}$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$Q_{\text{global}}$ [W]	(conclusão)	
						$\bar{h}_{\text{conv,água}}$ [W/m <sup>2</sup> K]	$h_{\text{sp}}$ [W/m <sup>2</sup> K]
28	359	3,62 ± 0,02	70,0 ± 1,0	56,4 ± 0,9	159,18 ± 0,02	1050,09 ± 23,79	295,34 ± 14,02
29	359	3,62 ± 0,02	70,8 ± 1,0	57,3 ± 0,9	162,97 ± 0,02	1051,42 ± 23,32	301,97 ± 14,09
30	359	3,62 ± 0,02	70,7 ± 1,0	57,3 ± 0,9	162,97 ± 0,02	1051,39 ± 23,32	303,60 ± 14,20
31	359	3,62 ± 0,02	70,5 ± 1,0	56,4 ± 0,9	160,03 ± 0,02	1050,18 ± 23,66	288,72 ± 13,36
32	359	3,63 ± 0,02	50,6 ± 0,9	38,1 ± 0,9	88,89 ± 0,04	1016,95 ± 39,07	204,22 ± 13,55

Fonte: Autoria própria.

Tabela 14 – Incertezas absolutas obtidas nos ensaios experimentais para solução do terceiro tipo

Teste	$\bar{d}_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\dot{m}_{\text{água}}$ [L/h]	$T_L$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$T_{\text{sai,água}}$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$Q_{\text{global}}$ [W]	(continua)	
						$\bar{h}_{\text{conv,água}}$ [W/m <sup>2</sup> K]	$h_{\text{sp}}$ [W/m <sup>2</sup> K]
1	194	1,83 ± 0,01	50,1 ± 0,9	46,6 ± 0,9	53,26 ± 0,03	528,59 ± 16,85	277,29 ± 27,81
2	194	2,72 ± 0,00	50,5 ± 0,9	44,7 ± 0,9	76,94 ± 0,03	551,82 ± 18,17	341,56 ± 31,40
3	194	3,60 ± 0,01	50,6 ± 0,9	42,8 ± 0,9	90,00 ± 0,04	567,69 ± 21,12	371,73 ± 33,80
4	194	4,47 ± 0,01	50,3 ± 0,9	41,2 ± 0,9	106,51 ± 0,04	580,28 ± 22,65	436,78 ± 39,27
5	194	1,83 ± 0,01	70,0 ± 1,0	64,4 ± 0,9	90,79 ± 0,02	543,57 ± 11,43	279,26 ± 22,55
6	194	2,72 ± 0,00	70,3 ± 1,0	61,1 ± 0,9	126,60 ± 0,02	566,98 ± 12,76	345,76 ± 26,94
7	194	3,64 ± 0,00	70,4 ± 1,0	58,3 ± 0,9	155,72 ± 0,02	584,01 ± 14,28	407,22 ± 31,44
8	194	4,47 ± 0,01	70,2 ± 1,0	55,5 ± 0,9	179,21 ± 0,02	595,60 ± 13,81	446,76 ± 33,92
9	359	1,83 ± 0,00	50,2 ± 0,9	44,3 ± 0,9	52,43 ± 0,03	526,52 ± 17,06	191,54 ± 17,49
10	359	2,74 ± 0,01	50,2 ± 0,9	42,9 ± 0,9	75,01 ± 0,03	550,25 ± 18,65	279,11 ± 24,92
11	359	3,63 ± 0,01	50,1 ± 0,9	41,0 ± 0,9	87,82 ± 0,04	566,30 ± 21,78	317,08 ± 28,39
12	359	4,47 ± 0,02	50,2 ± 0,9	39,6 ± 0,9	100,81 ± 0,04	578,38 ± 23,85	353,13 ± 31,58
13	359	1,83 ± 0,00	70,4 ± 1,0	61,5 ± 0,9	88,28 ± 0,02	541,75 ± 11,72	203,93 ± 15,83
14	359	2,74 ± 0,01	69,9 ± 1,0	58,9 ± 0,9	124,89 ± 0,02	565,69 ± 12,96	298,08 ± 22,94
15	359	3,63 ± 0,01	69,9 ± 1,0	55,7 ± 0,9	149,86 ± 0,02	581,73 ± 13,11	339,06 ± 25,71
16	359	4,44 ± 0,01	70,8 ± 1,0	53,6 ± 0,9	171,33 ± 0,02	593,42 ± 14,30	362,66 ± 27,37

Tabela 14 – Incertezas absolutas obtidas nos ensaios experimentais para solução do terceiro tipo

Teste	$\bar{d}_p$ [μm]	$\dot{m}_{\text{água}}$ [L/h]	$T_L$ [°C]	$T_{\text{sai,água}}$ [°C]	$Q_{\text{global}}$ [W]	$\bar{h}_{\text{conv,água}}$ [W/m²K]	(conclusão)
							$h_{sp}$ [W/m²K]
17	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	51,5 ± 0,9	139,02 ± 0,03	577,67 ± 14,70	241,75 ± 10,70
18	194	3,61 ± 0,01	70,9 ± 1,0	53,4 ± 0,9	146,99 ± 0,02	579,51 ± 14,09	274,92 ± 12,23
19	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	57,5 ± 0,9	164,20 ± 0,02	583,24 ± 12,82	392,52 ± 18,37
20	194	3,61 ± 0,01	70,6 ± 1,0	58,3 ± 0,9	167,99 ± 0,02	583,95 ± 12,59	427,84 ± 20,36
21	194	3,61 ± 0,01	70,1 ± 1,0	58,8 ± 0,9	170,08 ± 0,02	584,38 ± 12,45	468,43 ± 22,90
22	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	58,8 ± 0,9	170,51 ± 0,02	584,40 ± 12,43	447,27 ± 21,36
23	194	3,61 ± 0,01	70,7 ± 1,0	58,5 ± 0,9	169,25 ± 0,02	584,14 ± 12,50	434,01 ± 20,64
24	194	3,62 ± 0,01	50,8 ± 0,9	40,9 ± 0,9	96,04 ± 0,04	566,33 ± 20,24	318,16 ± 22,13
25	359	3,62 ± 0,02	70,6 ± 1,0	48,4 ± 0,9	125,93 ± 0,03	574,68 ± 16,08	193,37 ± 8,55
26	359	3,62 ± 0,02	70,6 ± 1,0	50,2 ± 0,9	133,50 ± 0,03	576,54 ± 15,25	219,97 ± 9,72
27	359	3,62 ± 0,02	70,4 ± 1,0	53,8 ± 0,9	148,66 ± 0,02	580,06 ± 13,94	291,82 ± 13,21
28	359	3,62 ± 0,02	70,0 ± 1,0	56,4 ± 0,9	159,18 ± 0,02	582,44 ± 13,19	372,11 ± 17,66
29	359	3,62 ± 0,02	70,8 ± 1,0	57,3 ± 0,9	162,97 ± 0,02	583,22 ± 12,93	382,55 ± 17,85
30	359	3,62 ± 0,02	70,7 ± 1,0	57,3 ± 0,9	162,97 ± 0,02	583,22 ± 12,93	385,17 ± 18,01
31	359	3,62 ± 0,02	70,5 ± 1,0	56,4 ± 0,9	160,03 ± 0,02	582,46 ± 13,12	361,67 ± 16,73
32	359	3,63 ± 0,02	50,6 ± 0,9	38,1 ± 0,9	88,89 ± 0,04	563,05 ± 21,63	239,67 ± 15,91

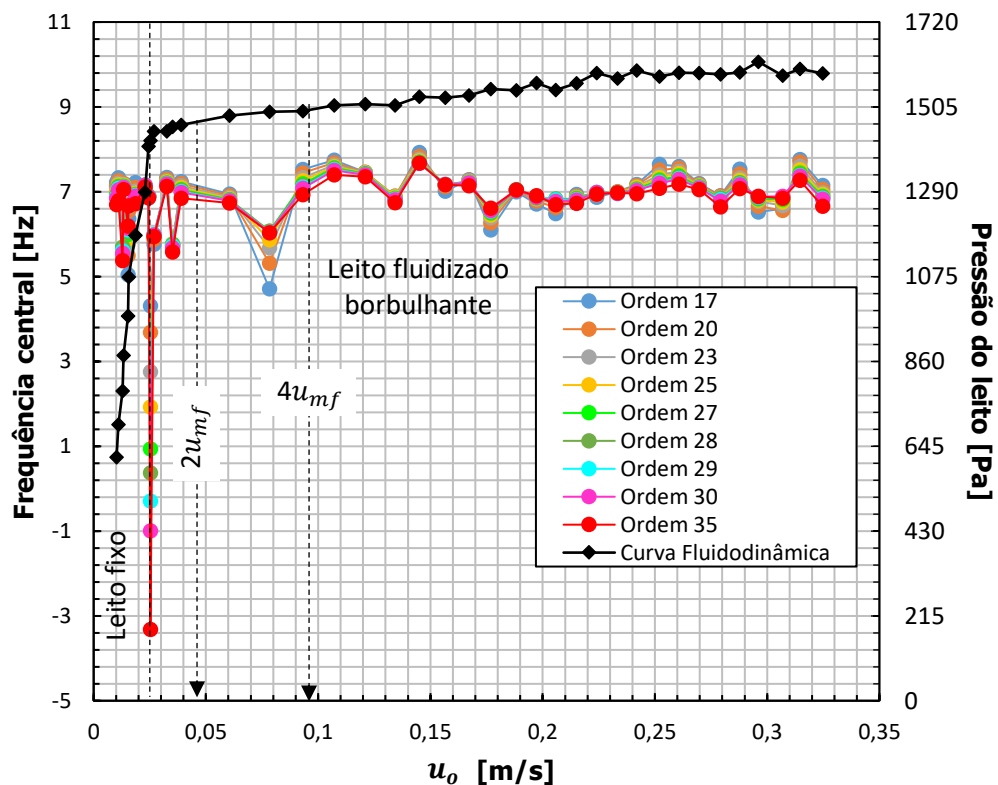
Fonte: Autoria própria.

**APÊNDICE D — CURVAS FLUIDODINÂMICAS E TESTE DA ORDEM DO FILTRO  
DIGITAL**

Nos gráficos a seguir são representados os testes da ordem do filtro digital aplicado aos dados de flutuação de pressão. O filtro digital de Resposta Infinita ao Impulso (IIR) do tipo *lowpass*, com topologia *Butterworth* foi empregado no programa LabVIEW®, a fim de testar a ordem de filtragem dos dados adquiridos de flutuação de pressão.

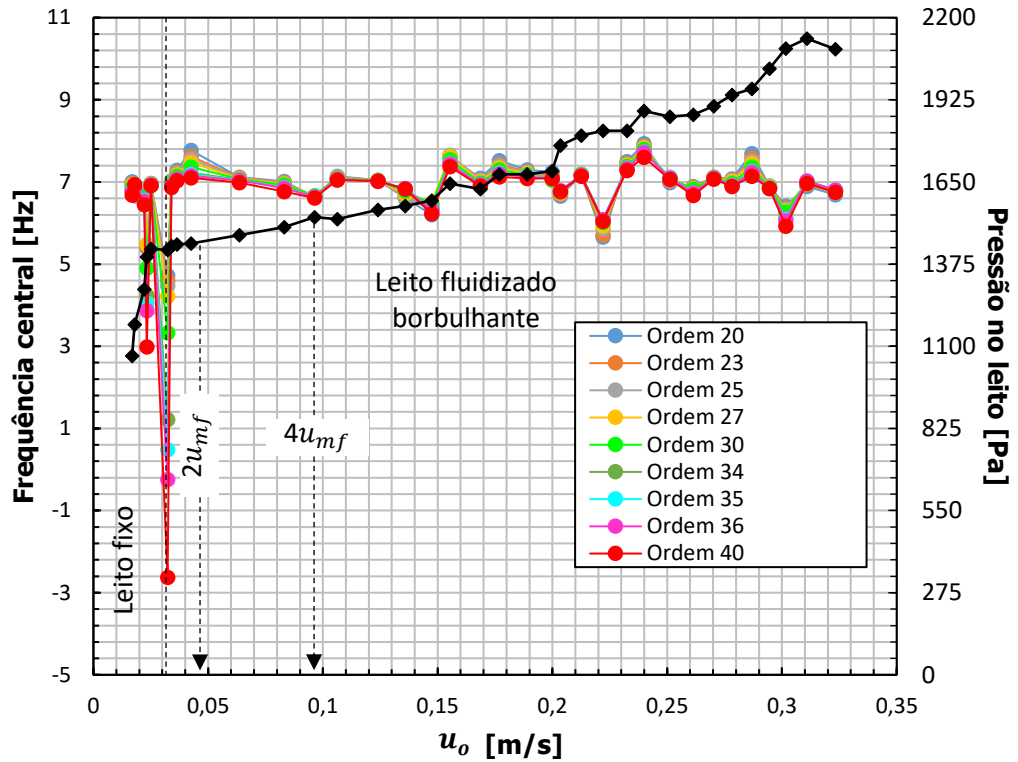
Os testes da ordem do filtro digital foram conduzidos com o intuito de verificar a maior sensibilidade do mesmo em relação às transições entre os regimes de fluidização. Mais precisamente, a ideia foi apreciar a maior sensibilidade, isto é, a maior amplitude da frequência central média normal na transição do regime de leito fixo para o leito fluidizado borbulhante. Frequências centrais negativas sugerem desvios errôneos no tratamento dos dados com a aplicação de ordens de filtragem inadequadas. Portanto, as ordens do filtro digital escolhidas para cada condição operacional apresentam os maiores vales com valores positivos.

**Gráfico 21 – Curva fluidodinâmica para a partícula de  $d_p = 194 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $50 \text{ }^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital**



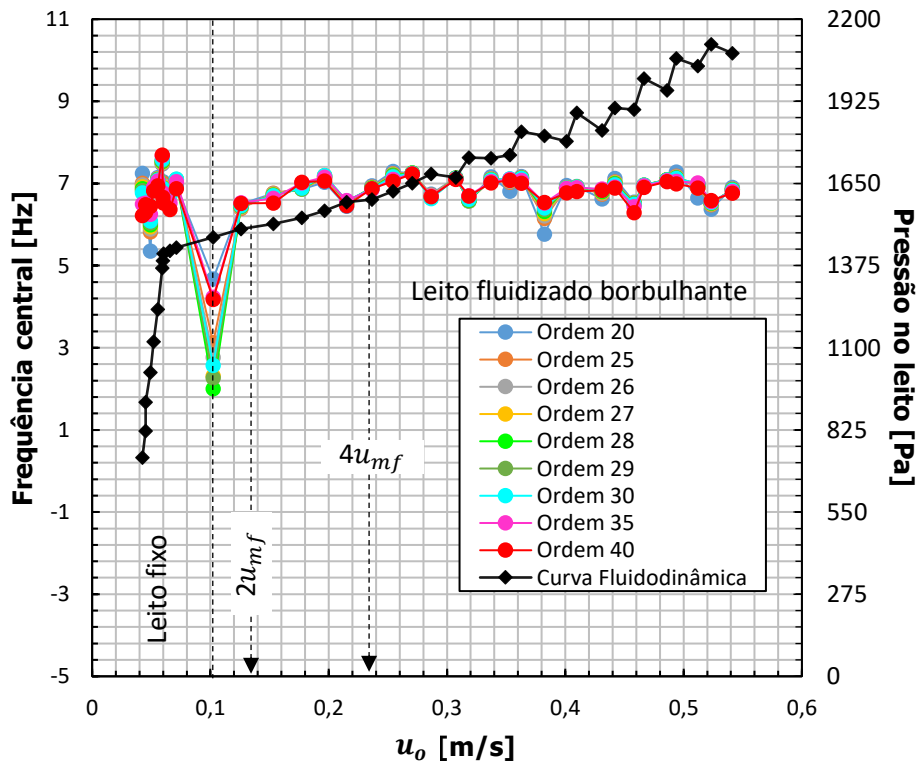
Fonte: Autoria própria.

Gráfico 22 – Curva fluidodinâmica para a partícula de  $d_p = 194 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $70^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital



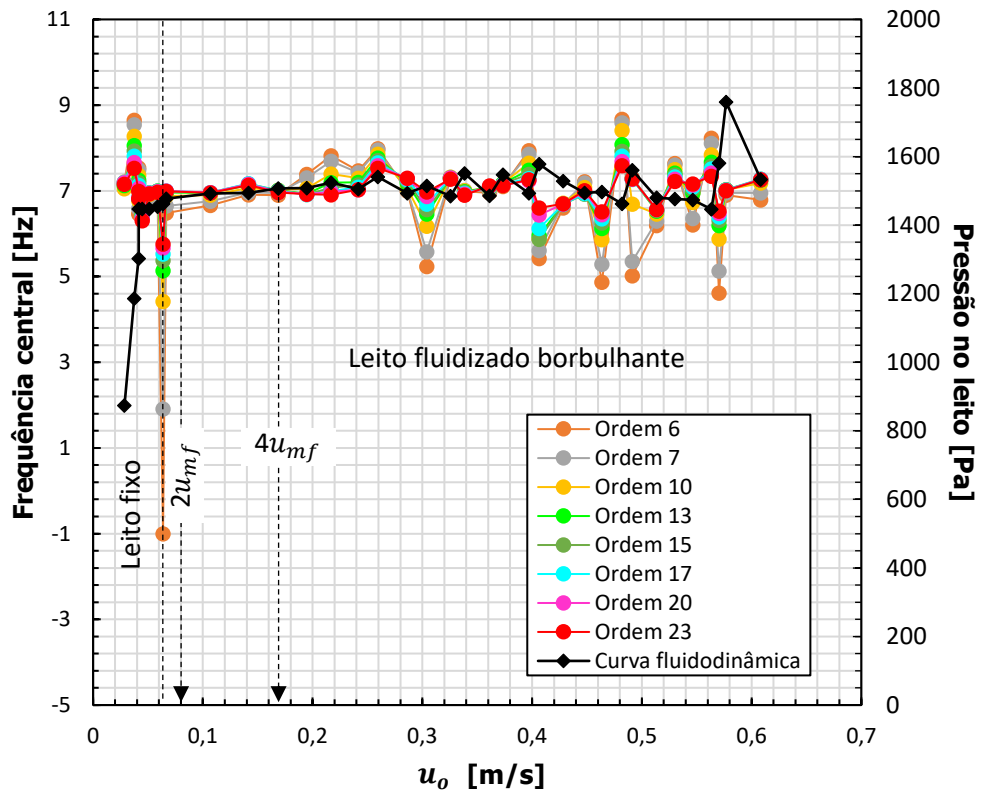
Fonte: Autoria própria.

Gráfico 23 – Curva fluidodinâmica para a partícula de  $d_p = 359 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $50^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital



Fonte: Autoria própria.

Gráfico 24 – Curva fluidodinâmica para a partícula de  $d_p = 359 \mu\text{m}$  e temperatura do leito de  $70 \text{ }^\circ\text{C}$ , e teste da ordem do filtro digital



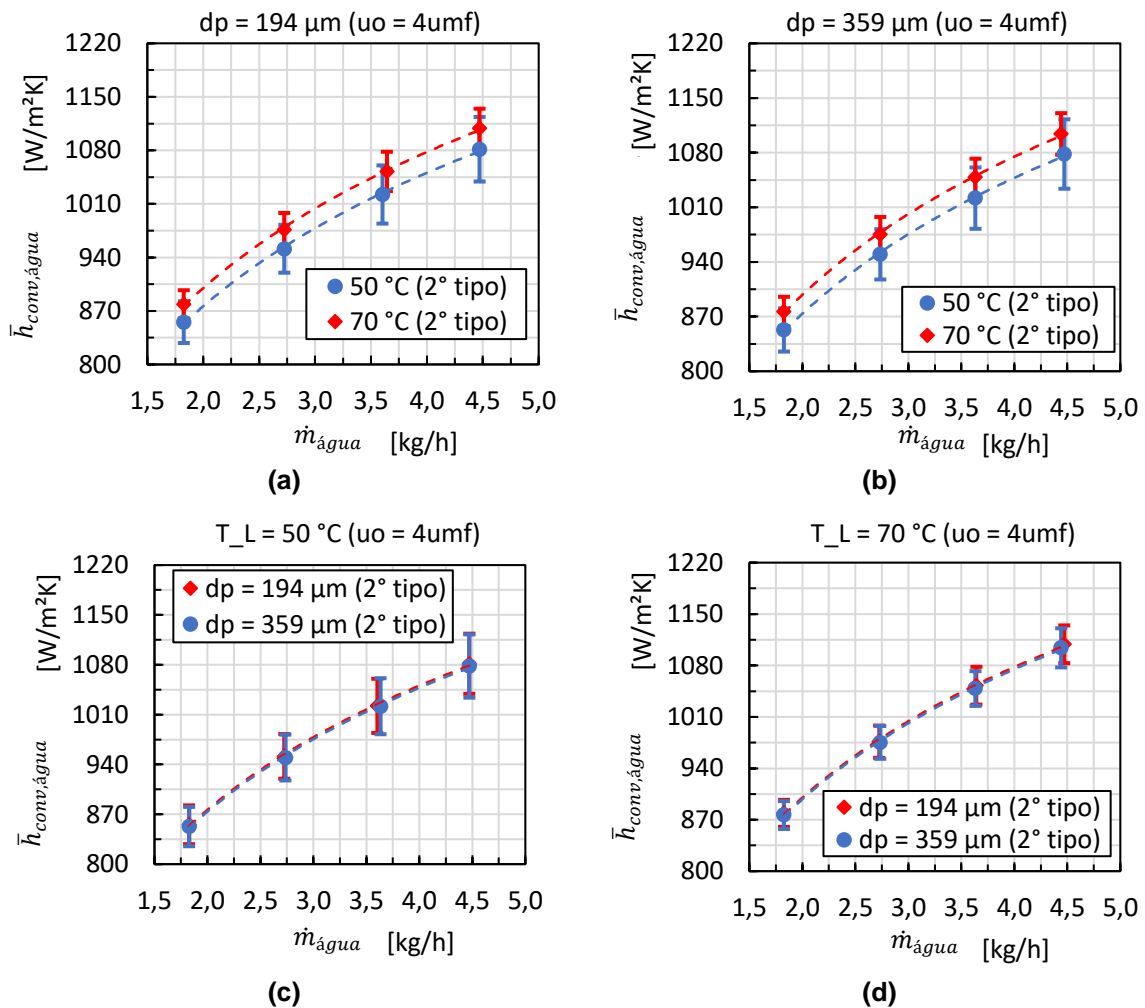
Fonte: Autoria própria.



**APÊNDICE E — COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR CONVECTIVO  
NA JAQUETA D'ÁGUA**

O Gráfico 25 apresenta os coeficientes de transferência de calor convectivo no lado da água obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$  para solução do segundo tipo. Como ilustrado no Gráfico 25, os coeficientes de transferência de calor convectivo no lado da água aumentaram com o incremento na vazão mássica do líquido. Este comportamento era previsto, levando em conta o atraso no desenvolvimento da camada limite térmica com o incremento do número de Reynolds no escoamento laminar. Adicionalmente, este coeficiente não apresentou mudanças significativas em relação ao tamanho das partículas com  $\bar{d}_p = 194 \mu\text{m}$  e  $\bar{d}_p = 359 \mu\text{m}$ , sob uma mesma temperatura do leite, também como esperado.

**Gráfico 25 – Coeficientes de transferência de calor convectivo da água obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$ , para solução do segundo tipo**



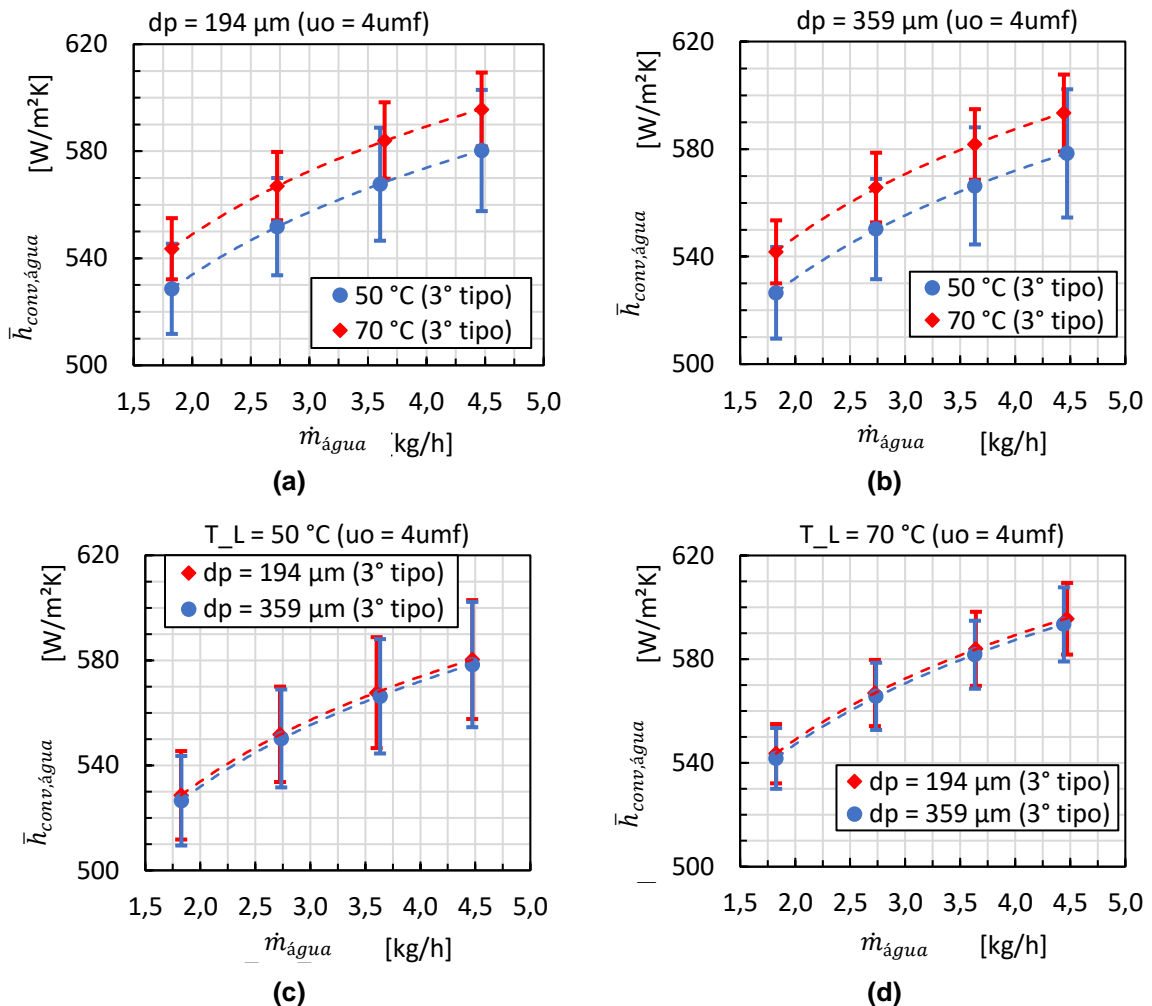
Fonte: Autoria própria.

Ainda no Gráfico 25, com o mesmo tamanho de partícula, os coeficientes de transferência de calor convectivo de água se apresentaram, aparentemente,

ligeiramente maiores para a temperatura do leito mais elevada ( $T_L = 70\text{ °C}$ ). Embora, um maior gradiente de temperatura entre a água que escoa pela região anular e a temperatura do leito tenha sido promovido nesta situação, a superposição dos valores das incertezas não permitem confirmar a presença de uma diferença real do coeficiente de transferência de calor em função da temperatura do leito nos níveis avaliados.

O Gráfico 26 apresenta os coeficientes de transferência de calor convectivo de água obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$  para solução do terceiro tipo.

**Gráfico 26 – Coeficientes de transferência de calor convectivo da água obtidos nos ensaios experimentais com  $u_o = 4u_{mf}$ , para solução do terceiro tipo**

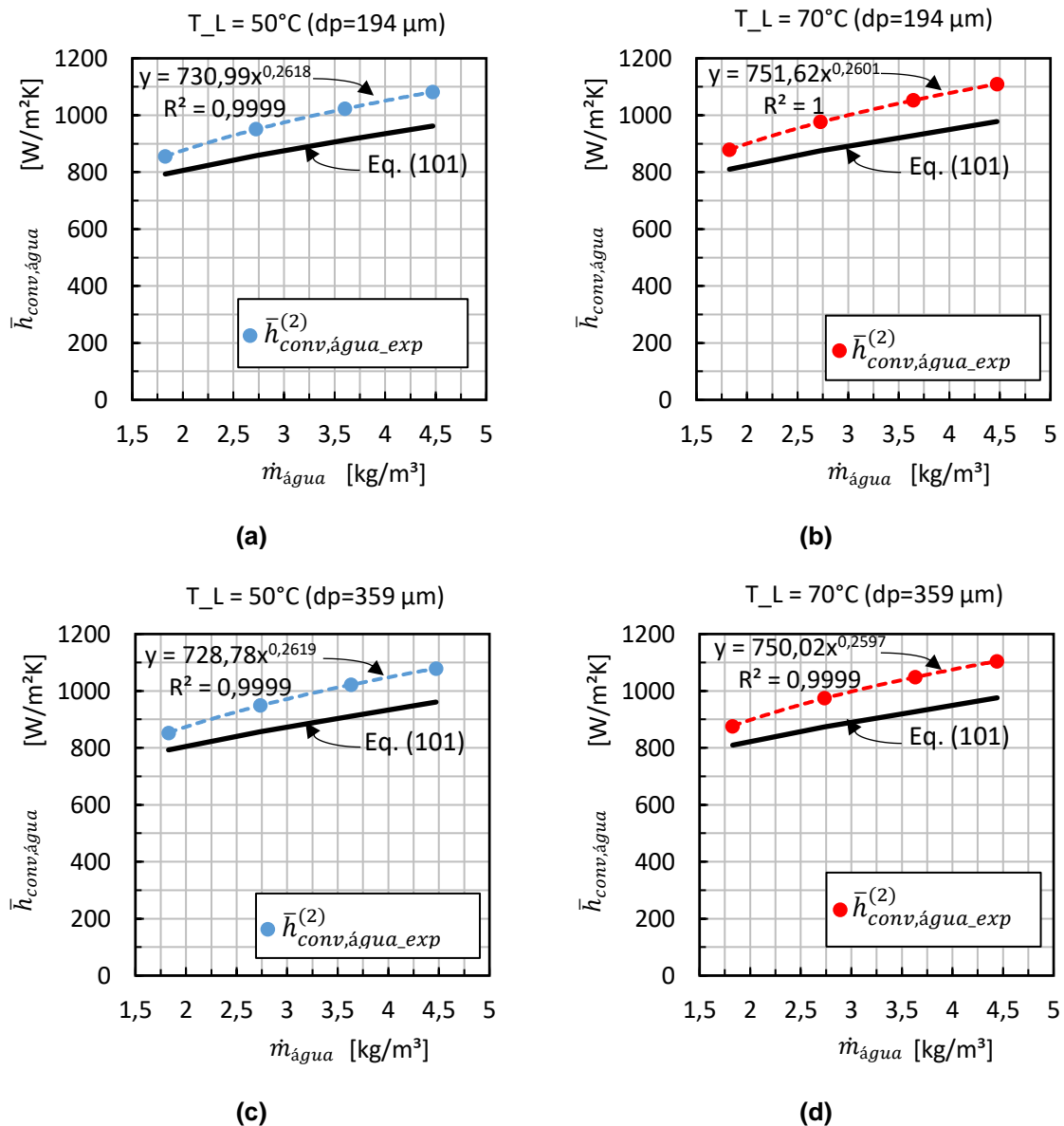


A mesma discussão do Gráfico 25 pode ser aplicada ao Gráfico 26. Contudo, o Gráfico 26, que é analisado sob uma temperatura uniforme na parede interna do

duto anular (terceiro tipo), exibiu menores valores para o coeficiente de transferência de calor convectivo de água do que o Gráfico 25. A diferença entre as soluções de segundo e terceiro tipos estiveram entre 206,93 W/(m<sup>2</sup>K) e 386,83 W/(m<sup>2</sup>K), o que corresponde a uma variação percentual de 29,67% a 43,59%.

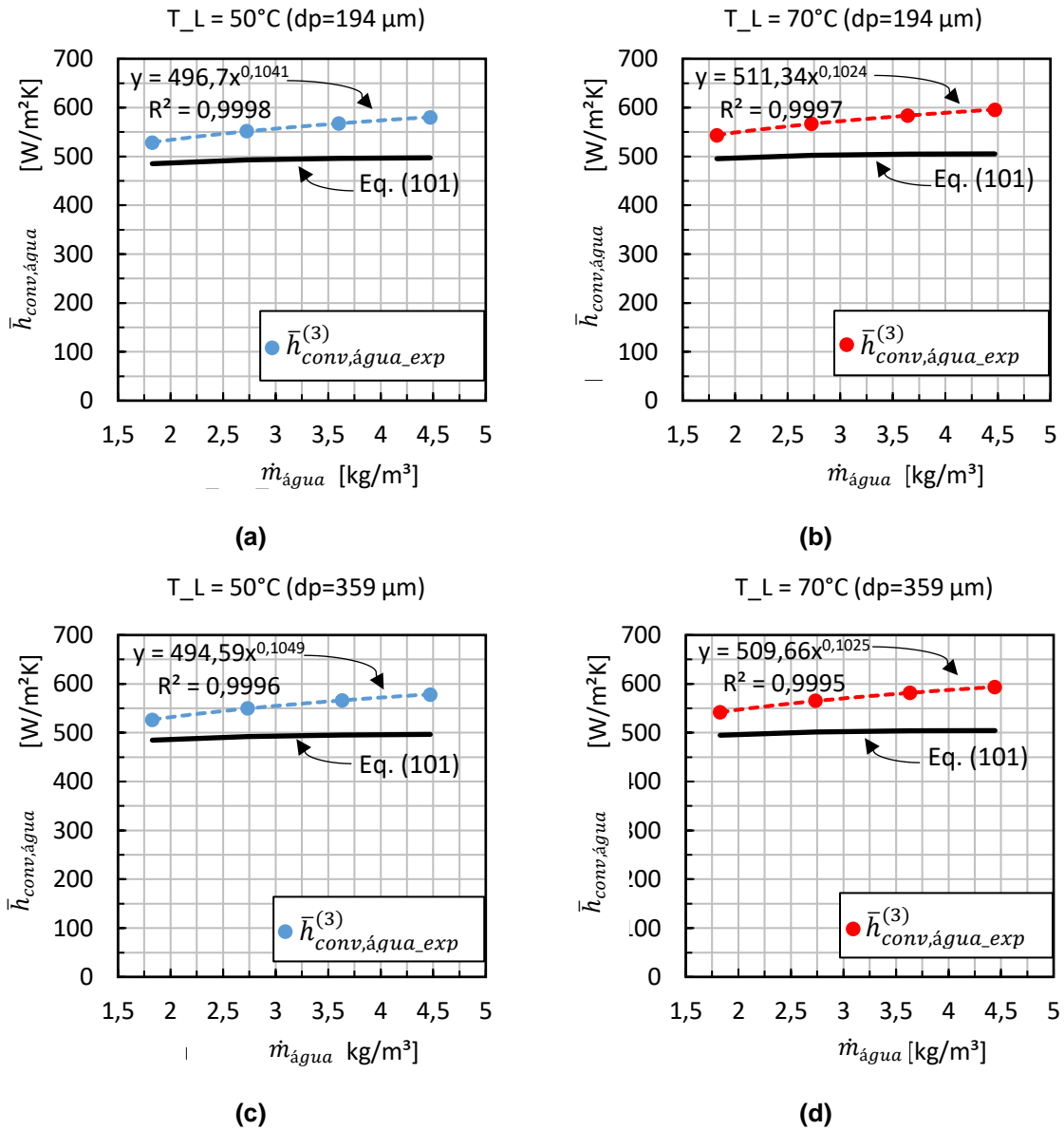
Os Gráficos 27 e 28 comparam os respectivos valores obtidos experimentalmente pelas soluções de segundo e terceiro tipos respectivamente com os valores teóricos em relação à mudança de vazão mássica de água.

**Gráfico 27 – Comparação dos coeficientes de transferência de calor convectivo da água (experimental e teórico), para solução do segundo tipo**



Fonte: Autoria própria.

**Gráfico 28 – Comparação dos coeficientes de transferência de calor convectivo da água (experimental e teórico), para solução do terceiro tipo**



Fonte: Autoria própria.

No Gráfico 27, a correlação da equação 101, que foi empregada na avaliação do coeficiente de transferência de calor convectivo de água, se aproxima muito bem dos dados experimentais. É sabido que a condição de contorno da parede interna da região anular não possui nem fluxo térmico constante e nem temperatura uniforme. A equação 101 é uma aproximação do fenômeno real, pois aplica uma condição uniforme na parede interna da região anular. A mesma discussão do Gráfico 27 pode ser feita para o Gráfico 28.